PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. 1. November 1916. 17. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 22 am 28. Oktober 1916.

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. Plank, Zur Thermodynamik des Drosselvorgangs. S. 521.

R. Swinne, Zur Absorption solarer positiver (Nordlicht-)Strahlen in der Erdatmosphäre. S. 529.

F. Voltz, Über sekundäre Wirkungen der Röntgenstrahlen. S. 532.

P. P. Koch und G. du Prel, Über das Korn der photographischen Platte und eine Methode zu seiner Untersuchung. S. 536.

Besprechungen:

K. Jellinek, Lehrbuch der physikalischen Chemie. I. S. 540.

Auszüge aus James Clerk Maxwells Elektrizität und Magnetismus. S. 541.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik und Meteorologie. IV 2, V. S. 542

Personalien. S. 544.

Angebote. S. 544.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Thermodynamik des Drosselvorgangs.

Von Rudolf Plank.

Vor einiger Zeit haben wir verschiedene Beziehungen, die zwischen der Temperaturveränderung bei der Drosselung realer Gase, der spezifischen Wärme und der Zustandsgleichung bestehen, mitgeteilt[1]). Es sollen in dieser Arbeit weitere neue Zusammenhänge klargelegt werden und es soll besonders gezeigt werden, in welcher Weise die endliche Abkühlung bei der Drosselung mit dem elementaren Kühleffekt sowie mit kalorischen und thermischen Größen in Beziehung gebracht werden kann. Es wird sich dabei zeigen, daß die Messungen der endlichen Abkühlung, ausgehend von verschiedenen Drücken und Temperaturen im allgemeinen der experimentellen Bestimmung des elementaren Kühleffekts vorzuziehen sind.

Nebenbei werden besonders einfache Ableitungen der von Linde, Grindley und Davis angegebenen Gleichungen mitgeteilt, die sich sämtlich aus der Thomsonschen Grundgleichung entwickeln lassen.

Der Begriff der Inversionskurve, der bisher nicht eindeutig gebraucht wurde, wird zu klären versucht.

Die mitgeteilten Beziehungen werden auf die bekannt gewordenen Versuchszahlen für Luft angewendet.

Der Zweck der Untersuchung ist, einen Beitrag zur Theorie der Lindeschen Luftverflüssigungsmaschinen zu liefern, die bisher nicht in erschöpfender Weise behandelt werden konnte und zu deren lückenlosem Aufbau noch viel Arbeit experimenteller und theoretischer Natur erforderlich sein wird.

1) Diese Zeitschr. **15**, 904, 1914.

§ 1. Die Gleichungen von Davis und Grindley.

Wir führen folgende Bezeichnungen ein:

T die absolute Temperatur
P der absolute Druck
v das spezifische Volumen
c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck
} vor der Drosselung,

T_0, P_0 und c_p^0 die ensprechenden Werte nach der Drosselung,

A das mechanische Wärmeäquivalent,

u die innere Energie in Kalorien,

$i = u + APv$ der Wärmeinhalt in Kal., der bei der Drosselung unverändert bleibt,

$\alpha = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i$ der elementare Kühleffekt bei der Temperatur T und dem Druck P,

$\triangle = T - T_0$ die endliche Abkühlung beim Abdrosseln von P auf P_0.

Die Thomsonsche Grundgleichung lautet:

$$\alpha = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i = \frac{A}{c_p}\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P - v\right] = \frac{A\,T^2}{c_p}\left(\frac{\partial (v/T)}{dT}\right)_P. \qquad (1)$$

Durch partielle Differentiation nach T erhält man

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_P = \frac{A\,T}{c_p}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_P - \frac{1}{c_p}\left(\frac{\partial c_p}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i,$$

wobei bekanntlich

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial P}\right)_T = -A\,T\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_P$$

und damit

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_P = -\frac{1}{c_p}\left[\left(\frac{\partial c_p}{\partial P}\right)_T + \left(\frac{\partial c_p}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i\right] = -\frac{1}{c_p}\left(\frac{\partial c_p}{\partial P}\right)_i. \qquad (2)$$

Die Integration dieser Gleichung ergibt

$$\ln \frac{c_p}{c_p^0} = -\int_{P_0}^{P} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_P dP, \qquad (3)$$

wobei im Integral auf der rechten Seite $i =$ konst. ist. Die Gleichung (3) wurde zuerst von Davis auf anderem Wege abgeleitet und mit Erfolg für die Berechnung der spezifischen Wärme des Wasserdampfes aus allen bekannten Drosselversuchen verwendet[1]). Die Bildung der Integralwerte ist aber, wie Davis selbst zugibt, sehr umständlich und mühsam und muß im allgemeinen auf graphischem Wege erfolgen.

Nur wenn sich aus den Versuchen für $\alpha = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i$ eine so einfache Funktion von P und T ergibt, daß sich die Variablen trennen lassen, kann man die Integration in Gleichung (3) in geschlossener Form durchführen. Setzt man z. B.

$$\alpha = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i = \frac{\varphi(P)}{f(T)}, \qquad (4)$$

so wird

$$\ln \frac{c_p}{c_p^0} = \int_{P_0}^{P} \frac{\varphi(P) f'(T)}{[f(T)]^2} dP = \int_{T_0}^{T} \frac{f'(T)\, dT}{f(T)} = \ln \frac{f(T)}{f(T_0)}$$

also

$$\frac{c_p}{c_p^0} = \frac{f(T)}{f(T_0)}.$$

Aus Gleichung (2) folgt ferner

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial P}\right)_T = -c_p \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_P - \alpha \left(\frac{\partial c_p}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial (\alpha c_p)}{\partial T}\right)_P. \qquad (5)$$

Diese Bezeichnung ist zuerst von Grindley[2]) abgeleitet; sie wurde später von Griesmann[3]) zur Diskussion seiner Drosselversuche mit Wasserdampf herangezogen.

§ 2. Der Zusammenhang zwischen der endlichen Abkühlung $\triangle$ und dem elementaren Kühleffekt α.

Aus der Definition der endlichen Abkühlung

$$\triangle = T - T_0$$

erhält man durch Differentiation nach dem Druck bei konstantem Wärmeinhalt (auf einer Drosselkurve)

$$\left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_i = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i - \left(\frac{\partial T_0}{\partial P}\right)_i = \alpha - \left(\frac{\partial T_0}{\partial P}\right)_i.$$

Wenn wir nun von verschiedenen Anfangsdrücken ausgehend, immer auf denselben Enddruck P_0 abdrosseln, z. B. auf 1 Atmosphäre oder auf das absolute Vakuum, dann ist auf ein und derselben Drosselkurve die Endtemperatur T_0 für alle Anfangsdrücke P konstant und damit $\left(\frac{\partial T_0}{\partial P}\right)_i = 0$. Ermittelt man also ein System von $\triangle$-Werten, wobei man immer auf denselben Enddruck P_0 abdrosselt, so ist

$$\left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_i = \alpha = \left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_T + \left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i$$

und folglich

$$\alpha = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i = \frac{\left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_T}{1 - \left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_P}. \qquad (6)$$

Diese Gleichung ermöglicht die Berechnung der elementaren Abkühlung, wenn die endliche Abkühlung als Funktion vom Druck und von der Temperatur vor der Drosselung ermittelt ist.

Von der Beziehung (6) ist meines Wissens bisher niemals Gebrauch gemacht worden.

Die umgekehrte Bestimmung des Systems der $\triangle$-Werte aus den α-Werten stößt immer auf Schwierigkeiten; die Integration ist in geschlossener Form nur dann möglich, wenn sich α als eine so einfache Funktion von P und T darstellen läßt, daß die Trennung der Variablen möglich ist, wie das z. B. bei der einfachen Form der Gleichung (4) der Fall ist; in allen anderen Fällen ist man auf die schrittweise Integration angewiesen. Die Versuche lehren, daß die Form der Gleichung (4) stets nur ein sehr beschränktes Druck- und Temperaturintervall zu umfassen vermag.

Es folgt aus diesem Sachverhalt, daß die Ermittlung der $\triangle$-Werte mehr liefert, als die Bestimmung der α-Werte. Es dürfte sich daher empfehlen, bei weiteren auszuführenden Drosselversuchen stets von verschieden hohen Anfangs-Drücken auf Atmosphärendruck abzudrosseln und nicht die Abkühlung für 1 Atmosphäre Drucksenkung, die mit dem Wert α identifiziert werden kann, zu bestimmen. Es wird sich zeigen, daß die Kenntnis der $\triangle$-Werte auch in mancher anderen Beziehung vorteilhafter ist.

Die wichtigsten bisher ausgeführten Drosselversuche sind die folgenden:

1. Bestimmung von $\triangle$: Olszewski[1]) (Luft), Dalton[2]) (Luft und H_2), Bradley und Hale[3]) (Luft) und Hirn[4]) (Wasserdampf).

1) H. N. Davis, Notes on certain thermal properties of steam. Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences XLV, Heft 9, März 1910 S. 267—311.
2) Grindley, Phil. Trans. A. **194**, 31, 1900.
3) Griesmann, Mitt. über Forschungsarbeiten des Vereins Deutscher Ing. Heft 13, 1904, S. 48.

1) Olszewski, Anz. d. Akad. Krakau 1906, S. 792.
2) Dalton, Comm. Leiden Nr. 109a und 109c, 1909.
3) Bradley und Hale, Phys. Rev, **29**, 582, 1909.
4) Hirn, Théorie mécanique de la chaleur 1865, I, S. 177.

2. Bestimmung von α: Thomson und Joule[1]) (Luft, CO_2 und H_2), Vogel[2]) (Luft und O_2), (Noell[3]), (Luft), Natanson[4]) und Kester[5]) (CO_2).

3. Aufnahme ganzer Drosselkurven (gleichzeitige Bestimmung von $\triangle$ und α): Grindley[6]), Griesmann[7]), Peake[8]) und Dodge[9]) (Wasserdampf).

Die ausführlichsten Drosselversuche wurden bisher mit Luft vorgenommen. Bradley und Hale bestimmten a. a. O. die endliche Abkühlung $\triangle$ für Anfangsdrücke von 68 bis 204 Atmosphären und für Anfangstemperaturen von 0 bis -100^0, wobei immer bis zum Druck von 1 Atmosphäre abgedrosselt wurde. Noell dagegen hat a. a. O. die elementare Abkühlung α für Drücke von 25 bis 150 Atmosphären und Temperaturen von -55 bis $+250^0$ gemessen. Die Ergebnisse beider Forscher können mit Hilfe der Gleichung (6) unmittelbar miteinander verglichen werden, was weiter unten (in § 7) durchgeführt ist.

§ 3. Die Gleichung von C. v. Linde.

Aus Gleichung (6) erhält man durch partielle Differentiation nach T und unter Berücksichtigung der Gleichung (2) bzw. (3)

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial \ln c_p}{\partial P}\right)_i = \frac{\frac{\partial^2 \triangle}{\partial P \cdot \partial T}}{1-\left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_P} + \frac{\left(\frac{\partial^2 \triangle}{\partial T^2}\right)_P \left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_T}{\left[1-\left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_P\right]^2}$$

oder

$$\left(\frac{\partial \ln c_p}{\partial P}\right)_i = \frac{\partial}{\partial P_T}\left\{\ln\left[1-\left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_P\right]\right\} + \frac{\partial}{\partial T_P}\left\{\ln\left[1-\left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_P\right]\right\}\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i = \frac{\partial}{\partial P_i}\left\{\ln\left[1-\left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_P\right]\right\}.$$

Die Integration dieser Gleichung ergibt:

$$\frac{c_p}{c_p^0} = 1-\left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_P. \qquad (7)$$

Das ist die wichtige Formel, welche die Berechnung der c_p-Werte aus dem System der $\triangle$-Werte gestattet. Diese Formel ist zuerst auf ganz anderem Wege von C. v. Linde gefunden[1]). Sie eignet sich wesentlich besser für die Berechnung der c_p-Werte als die Gleichung (3), so daß auch aus diesem Grunde die Kenntnis der endlichen Abkühlung $\triangle$ als Druck- und Temperaturfunktion mehr Vorteile bietet als die Kenntnis der Werte des elementaren Kühleffekts α. Identifiziert man den letzteren mit der Abkühlung für 1 Atmosphäre Drucksenkung, so kann man Gleichung (7) auch für α statt $\triangle$ anwenden, muß aber dann von Atmosphäre zu Atmosphäre schrittweise vorgehen und für c_p^0 immer die entsprechenden Bezugswerte für den Zustand nach der Drosselung einsetzen. Dieses Verfahren ist sehr mühsam und zeitraubend. Wählt man, um Zeit zu sparen, größere Druckintervalle, so erhält man Näherungswerte von geringerer Genauigkeit[2]).

Wir werden weiter unten (in § 7) nachweisen, daß die nach Gleichung (7) aus den Messungen von Bradley und Hale berechneten Werte von c_p sowohl mit den direkten Bestimmungen wie auch mit den von Noell aus seinen Messungen der elementaren Abkühlung berechneten Werten sehr gut übereinstimmen.

§ 4. Der Zusammmenhang zwischen der Zustandsgleichung und der endlichen Abkühlung $\triangle$.

Aus der Thomsonschen Grundgleichung (1) läßt sich eine Zustandsgleichung durch einfache Integration nur dann ableiten, wenn man entweder die Annahme macht, daß c_p konstant ist oder für α einen funktionalen Zusammenhang von der einfachen Form der Gleichung (4) annimmt; in diesem letzten Fall läßt sich nämlich c_p als Funktion von P und T ermitteln (vgl. § 1) und in Gleichung (1) einsetzen[3]). Beide Annahmen sind aber nur für beschränkte Gebiete zulässig.

Dagegen läßt sich eine bequeme Zustandsgleichung mit einer viel weniger einschränkenden Bedingung ableiten, wenn man wieder an Stelle des elementaren Kühleffekts α die endliche Ab-

1) Thomson und Joule, Phil. Trans. S. 357, 1853; S. 321, 1854; S. 579, 1862.
2) Vogel, Diss. München 1910 und Mitt. über Forschungsarb. d. Ver. D. Ing. Heft 108/109, 1911.
3) Noell, Sitz.-Ber. d. bayer. Akad. math.-phys. Kl. 1913 und Mitt. über Forschungsarb. d. Ver. D. Ing. Heft 184.
4) Natanson, Wied. Ann. d. Phys. und Chem. **31**, 502, 1887.
5) Kester, diese Zeitschr. **6**, 44, 1905 und Phys. Rev. **21**, 260, 1905.
6) Grindley, Phil. Trans. A. **194**, 31, 1900.
7) Griesmann, Mitt. über Forschungsarb. d. Ver. D. Ing. Heft 13, S. 48, 1904.
8) Peake, Proc. Roy. Soc. A. **76**, 185, 1905.
9) Dodge, Journ. Amer. Soc. Mech. Engs. **28**, 1265, 1907, u. **30**, 1227, 1908.

1) C. v. Linde, Sitz.-Ber. d. bayer. Akad. math.-phys. Kl. XXVII, Heft 3, 1897.
2) Bequeme Näherungsformeln wurden von Noell a. a. O. und Holborn u. Jakob, Zeitschr. d. Ver. D. Ing. 1914, S. 1436 angegeben.
3) Vgl. auch Plank, diese Zeitschr. **15**, 904, 1914.

kühlung $\triangle$ bestimmt hat. Mit den Gleichungen (6) und (7) erhält man nämlich

$$a\, c_p = c_p^0 \left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_T;$$

damit folgt aus Gleichung (1)

$$A T^2 \left(\frac{\partial (v/T)}{\partial T}\right)_P = c_p^0 \left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_T,$$

wobei c_p^0 in viel weiteren Grenzen als konstant angenommen werden kann. Durch Multiplikation mit dT und Integration dieser partiellen Differentialgleichung erhält man

$$\frac{v}{T} = \frac{c_p^0}{A} \int \frac{1}{T^2} \left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_T dT + f(P).$$

Hierbei ist die willkürliche Funktion $f(P) = \frac{R}{P}$, weil für ein ideales Gas der Integralwert auf der rechten Seite verschwindet und $\frac{v}{T} = \frac{R}{P}$ wird.

Man erhält also die einfache Zustandsgleichung

$$v = \frac{RT}{P} + \frac{c_p^0 T}{A} \int \frac{1}{T^2} \left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_T dT, \qquad (8)$$

wobei im Integral P konstant zu setzen ist. Diese Zustandsgleichung eignet sich besonders gut auch für technische Zwecke, da in ihr das spezifische Volumen v nur in der ersten Potenz enthalten ist.

§ 5. Der Wärmeinhalt und die Drosselkurven.

Aus dem ersten und zweiten Hauptsatz der Thermodynamik ergibt sich für den Wärmeinhalt die Beziehung

$$i = \int c_p^0 \cdot dT - AT^2 \int \left(\frac{\partial (v/T)}{\partial T}\right)_P dP + \text{konst.}, \qquad (9)$$

wobei der Wert der Konstanten auf der rechten Seite von der Festlegung des Nullpunktes für den Wärmeinhalt abhängt. In der Technik setzt man $i = 0$ für $T = 273$.

Wenn man die in § 4 abgeleitete Gleichung

$$AT^2 \left(\frac{\partial (v/T)}{\partial T}\right)_P = c_p^0 \left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_T$$

auf beiden Seiten mit dP multipliziert und integriert, so erhält man mit der in weiten Grenzen zulässigen Annahme, daß c_p^0 unveränderlich ist,

$$AT^2 \int \left(\frac{\partial (v/T)}{\partial T}\right)_P dP + f(T) = c_p^0 \triangle.$$

In dieser Gleichung muß die willkürliche Temperaturfunktion $f(T)$ offenbar verschwinden, weil für ideale Gase einerseits $\triangle = 0$ und andererseits $\frac{v}{T} = \frac{R}{P}$ wird, so daß auch der Integralwert auf der linken Seite verschwindet. Damit erhält aber Gleichung (9) die einfache Form

$$i = c_p^0 (T - \triangle) + \text{konst.} \qquad (10)$$

oder mit $\triangle = T - T_0$

$$i = c_p^0 T_0 + \text{konst.} \qquad (10')$$

Ist $\triangle$ aus Versuchen als Funktion von Druck und Temperatur ermittelt, so kann nach Gleichung (10) der Wärmeinhalt in jedem Zustand berechnet werden. Gl. (10′) sagt aus, daß der Wärmeinhalt, abgesehen von einer additiven Konstante, gleich ist dem Produkt aus dem Grenzwert der spezifischen Wärme und der Endtemperatur beim Abdrosseln bis zu einem Druck, der dem idealen Gaszustand entspricht (also z. B. bei Luft auf Atmosphärendruck). Für ideale Gase wird $T_0 = T$, wodurch Gl. (10′) die übliche Form $i = c_p^0 T$ + konst. erhält. Diese Zusammenhänge sind aus Fig. 1 ohne weiteres ersichtlich. Da längs

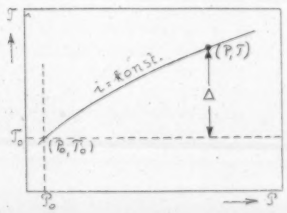

Fig. 1.

einer Drosselkurve der Wärmeinhalt konstant ist, so lautet die Gleichung der Drosselkurve im P/T-Diagramm

$$T - \triangle = \text{konst.},$$

wobei $\triangle$ als Funktion von Druck und Temperatur einzusetzen ist.

§ 6. Die Inversionskurve.

Der Begriff der Inversionskurve ist bisher nicht einheitlich definiert worden und es erklären sich dadurch vielfache Widersprüche, die z. B. von Bradley und Hale a. a. O. erwähnt werden. Während ein Teil der Autoren die Inversionskurve durch die Gleichung

$$\triangle = 0 \qquad (11)$$

definiert, also diejenigen Wertepaare von Druck und Temperatur zusammenfaßt, von denen ausgehend keine Temperaturveränderung bei der Abdrosselung auf Atmosphärendruck auftritt, verstehen die anderen unter der Inversionskurve die durch die Gleichung

$$\alpha = 0 \qquad (12)$$

oder auch mit Gl. (6) $\left(\frac{\partial \triangle}{\partial P}\right)_T = 0$

dargestellte Kurve.

Wir möchten empfehlen, die Kurve $\triangle = 0$ als „endliche Inversionskurve“ und die Kurve $\alpha = 0$ als „elementare Inversionskurve“ zu bezeichnen. Durch diese Differenzierung der Begriffe werden manche Widersprüche gegenstandslos. Man findet ferner in der Literatur vielfach Hinweise auf scheinbar vorhandene Gegensätze, die darin bestehen sollen, daß nach den Feststellungen einiger Autoren der Inversionsdruck mit zunehmender Temperatur steigt, während er nach der Ansicht anderer sinkt. Das erklärt sich, wie zuerst von Porter[1]) mit aller Klarheit nachgewiesen wurde, dadurch, daß die Inversionskurve aus 2 Ästen besteht, so daß jedem Druck 2 Inversionstemperaturen zugeordnet sind. Je nachdem man sich im Bereich des oberen bzw. unteren Astes befindet, sinkt bzw. steigt der Inversionsdruck mit zunehmender Temperatur.

Auf diese Verhältnisse werden wir im folgenden Zahlenbeispiel (§ 7) näher eingehen.

Aus der Gl. (12) ergibt sich, daß man für jede gegebene Anfangstemperatur die größtmögliche endliche Abkühlung dann erreicht, wenn man mit demjenigen Anfangsdruck arbeitet, für welchen bei der gegebenen Temperatur die elementare Abkühlung α verschwindet.

Für die elementaren Inversionspunkte selbst gilt mit Gleichung (1) die Bedingung $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T}$ oder $\left(\frac{\partial (v/T)}{\partial T}\right)_p = 0$ und damit wird für sie auf einer Isobare $\frac{v}{T} =$ max. oder min. Porter schloß daraus, daß die Inversionspunkte auf einer Isobare im v/T-Diagramm so liegen, daß sie durch eine gerade Linie verbunden werden können, welche durch den Koordinatenanfangspunkt hindurchgeht. Diese Schlußfolgerung ist jedoch irrig. In Wirklichkeit liegen die Inversionspunkte auf einer Isobare im v/T-Diagramm so, daß in ihnen die Tangenten an die Isobare durch den Koordinatenanfangspunkt hindurchgehen (vgl. § 7 und Fig. 5).

§ 7 Die Anwendung der vorstehend entwickelten Formeln auf die vorhandenen Versuchszahlen für Luft.

Die ausführlichsten experimentellen Bestimmungen der endlichen Abkühlung bei der Drosselung wurden von Bradley und Hale mit Luft vorgenommen. Sie arbeiteten zwischen 0 und -100^0 und zwischen 68 und 204 Atmosphären vor der Drosselstelle. In allen Versuchen wurde auf Atmosphärendruck abgedrosselt.

Es muß nun versucht werden, die für die endliche Abkühlung gewonnenen Zahlen durch eine möglichst einfache Gleichung darzustellen. Bradley und Hale haben diesen Versuch a. a. O. selbst unternommen und zwei Gleichungen mitgeteilt, welche die von ihnen ermittelten Zahlenreihen mit keinem größeren Fehler, als er den Versuchswerten selbst anhaftet, wiedergeben. Diese Gleichungen haben jedoch zweierlei Nachteile: einerseits ist die Zahl der Konstanten außerordentlich groß (in der ersten Gleichung 11 und in der zweiten 10 Konstanten), anderseits verschwindet der Wert der Abkühlung nicht, wenn die Druckdifferenz vor und hinter der Drosselstelle gleich Null wird.

Wir haben daher versucht, eine einfachere Gleichung zu finden. Bezeichnet man mit p den absoluten Druck in metrischen Atmosphären (kg pro qcm), so lassen sich die Versuchszahlen von Bradley und Hale zwischen 0 und -80^0 durch die einfache Formel

$$\triangle = -\frac{17{,}8\,p}{T} + \frac{23500\,p}{T^2} - \frac{20\,p^3}{T^3} \qquad (13)$$

darstellen. Nach Gl. (13) wird für $p = 0$ auch $\triangle = 0$. Da Bradley und Hale stets auf Atmosphärendruck abgedrosselt haben, wären die eben erwähnten Wertepaare zutreffend, wenn p nicht den absoluten Druck, sondern den Überdruck bedeuten würde. Die Versuchswerte der genannten Forscher gelten jedoch erst für p

Tabelle I.

p	$T = 273$			$T = 253$			$T = 233$			$T = 213$			$T = 193$		
	$\triangle$ beob.	$\triangle$ ber. Gl.(13)	Fehler	$\triangle$ beob.	$\triangle$ ber. Gl.(13)	Fehler	$\triangle$ beob.	$\triangle$ ber. Gl.(13)	Fehler	$\triangle$ beob.	$\triangle$ ber. Gl.(13)	Fehler	$\triangle$ beob.	$\triangle$ ber. Gl.(13)	Fehler
70,3 kg qcm	$17{,}1^0$	$17{,}2^0$	$+0{,}1^0$	$20{,}3^0$	$20{,}4^0$	$+0{,}1^0$	$23{,}8^0$	$24{,}5^0$	$+0{,}7^0$	$28{,}2^0$	$29{,}8^0$	$+1{,}6^0$	$35{,}4^0$	$36{,}9^0$	$+1{,}5^0$
105,8 „	25,0	25,3	+0,3	30,0	29,9	−0,1	35,7	35,8	+0,1	43,0	43,5	+0,5	54,9	53,7	−1,2
140,5 „	32,6	32,4	−0,2	38,7	38,3	−0,4	46,0	45,7	−0,3	55,5	55,3	−0,2	69,5	68,0	−1,5
175,7 „	39,4	38,6	−0,8	46,0	45,4	−0,6	54,0	54,0	+0,0	64,2	65,1	+0,9	79,6	79,5	−0,1
211,6 „	44,6	43,6	−1,0	52,1	51,1	−1,0	61,1	60,4	−0,7	72,5	72,3	−0,2	88,2	87,7	−0,5

1) Porter, Phil. Mag. (6), II, 554. 1906.

> 70 Atm. und für so hohe Drücke macht es fast keinen Unterschied, ob wir unter p den absoluten Druck oder den Überdruck verstehen. In Tabelle 1 sind die nach Gleichung (13) berechneten Werte den von Bradley und Hale beobachteten und graphisch ausgeglichenen Werten gegenübergestellt. Die Übereinstimmung ist bis — 80° nicht weniger gut, als es bei den viel komplizierteren Formeln von Bradley und Hale der Fall ist, auf deren Wiedergabe wir verzichten.

Unterhalb von — 80° werden die Abweichungen jedoch größer. Wir wollen nun aus Gleichung (13) nach der in § 2 entwickelten Formel (6) die Werte des elementaren Kühleffekts α berechnen und mit den direkten Beobachtungen von Noell a. a. O. vergleichen[1]).

Wir erhalten

$$\alpha = \frac{\left(\frac{\partial \triangle}{\partial p}\right) T}{1 - \left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_p} = \frac{-17{,}8 + \frac{23500}{T} - \frac{60p^2}{T^2}}{T - 17{,}8p + \frac{47000p}{T^2} - \frac{60p^3}{T^3}} \qquad (14)$$

Der Vergleich ergibt sich aus Tabelle II.

und verbindet die Punkte mit gleicher Anfangstemperatur durch glatte Kurven, so erhält man bei Extrapolation der Kurven nach unten bis $\triangle = 0$ nicht $p = 0$ bzw. 1, sondern um so höhere Werte von p, je tiefer die Anfangstemperatur ist. Die verlängerten Kurven gehen nur dann durch den Koordinatenanfangspunkt, wenn man die beobachteten Werte von Bradley und Hale für 70 kg/qcm etwas vergrößert. Die geringere Übereinstimmung der Werte für 50 kg/qcm in vorstehender Tabelle scheint also in den etwas zu kleinen beobachteten Werten von $\triangle$ begründet zu sein. Für noch kleinere Drücke wird die Übereinstimmung zwischen den nach Gl. (14) berechneten und den beobachteten Werten immer schlechter. So findet man z. B. für $p = 1$ aus Gl. (6) $\alpha = 0{,}251$, während Thomson und Joule 0,267 fanden und Noell sogar 0,272 gemessen hat.

Wenden wir uns nun zur Berechnung der spezifischen Wärme nach Gl. (7). Aus Gleichung (13) folgt

$$c_p = c_p^0 \left[1 - \left(\frac{\partial \triangle}{\partial T}\right)_p\right] = c_p^0 \left(1 - \frac{17{,}8p}{T^2} + \frac{47000p}{T^3} - \frac{60p^3}{T^4}\right). \qquad (15)$$

Tabelle II.

p	$T = 217{,}6$			$T = 272{,}4$			$T = 322{,}2$			$T = 372{,}5$		
	α beob.	α ber. Gl. (14)	% Fehler	α beob.	α ber. Gl. (14)	% Fehler	α beob.	α ber. Gl. (14)	% Fehler	α beob.	α ber. Gl. (14)	% Fehler
50 kg/qcm	0,360	0,332	−7,8	0,231	0,222	−3,9	0,169	0,157	−7,1	0,120	0,114	−5,0
100 „	0,272	0,257	−5,5	0,191	0,185	−3,1	0,141	0,137	−2,8	0,102	0,102	+0,0
150 „	0,184	0,185	+0,5	0,150	0,145	−3,3	0,113	0,112	−0,9	0,084	0,086	+2,4

Die Übereinstimmung ist nur bei dem niedrigsten Druck von 50 kg/qcm, der auch schon unterhalb der direkten Beobachtungen von Bradley und Hale liegt, weniger gut. Dagegen ergibt sich auch für höhere Temperaturen bis über $t = +100°$ eine recht gute Übereinstimmung, so daß die Gleichung (13) offenbar auch für höhere Temperaturen die endliche Abkühlung richtig wiedergibt. Bei niedrigeren Drücken (70 kg/qcm) scheinen die Messungen von Bradley und Hale etwas zu kleine Werte von $\triangle$ zu ergeben, und zwar insbesondere bei den tieferen Temperaturen. Trägt man nämlich die gemessenen Werte von $\triangle$ über dem Druck auf

Hierbei ist nach den neuesten Messungen

$$c_p^0 = 0{,}2413$$

zu setzen und in weiten Temperaturgrenzen als konstant anzunehmen[1]). Die Abhängigkeit der spezifischen Wärme der Luft vom Druck wurde in neuester Zeit durch sehr genaue Beobachtungen von Holborn und Jakob[2]) bei $t = +60°$ und für Drücke 1 bis 200 Atm. bestimmt; sie drückten ihre Beobachtungen durch die Gleichung

$$10^4 c_p = 2413 + 2{,}86p + 0{,}0005p^2 - 0{,}00001p^3 \qquad (15')$$

aus. Wir erhalten aus Gleichung (15) für $T = 273 + 60 = 333°$

$$10^4 c_p = 2413 + 2{,}77p - 0{,}0000122p^3. \qquad (15'')$$

1) Die Werte von Noell sind nach den von ihm angegebenen Gleichungen berechnet, und zwar:
für $T = 217{,}6$: $\alpha = 0{,}448 - 0{,}00176p$
$T = 272{,}4$: $\alpha = 0{,}272 - 0{,}00031p$
$T = 322{,}2$: $\alpha = 0{,}197 - 0{,}00056p$
$T = 372{,}5$: $\alpha = 0{,}138 - 0{,}00036p$

1) Scheel u. Heuse, Ann. d. Phys. **37**, 79, 1912 und Swann, Phil. Trans. **210**, 199, 1910.
2) Holborn u. Jakob, Zeitschr. d. Vereins Deutscher Ingenieure S. 1436, 1914.

Diese Gleichung zeigt mit der Formel von Holborn und Jakob eine auffällige Übereinstimmung; es fehlt nur das Glied mit p^2, dem jedoch auch in der Holborn-Jakobschen Gleichung zahlenmäßig nur eine untergeordnete Rolle zukommt. Beide Gleichungen liefern denn auch fast genau die gleichen Werte von c_p, wie aus Tabelle III ersichtlich ist.

Tabelle III.

p in at.	0	50	100	150	200
$10^4 C_p$ nach Gl. (15′)	2413	2556	2694	2819	2925
" " " " (15″)	2413	2550	2678	2787	2870
% Abweichung . .	—	0,2	0,6	1,1	1,9

Es können ferner die nach Gl. (15) aus den gemessenen △-Werten berechneten Größen von c_p mit denjenigen verglichen werden, die Noell aus seinen α-Bestimmungen ableitet. Die Werte sind in Tabelle IV einander gegenübergestellt.

Tabelle IV.

	$p = 50$ kg/qcm		$p = 100$ kg/qcm		$p = 150$ kg/qcm	
T_0	berechn. aus △ n. Gl. (15′)	berechn. aus α n. Noell	berechn. aus △ n. Gl. (15)	berechn. aus α n. Noell	berechn. aus △ n. Gl. (15)	berechn. aus α n. Noell
223	0,287	0,288	0,329	0,325	0,362	0,347
273	0,266	0,266	0,289	0,287	0,307	0,303
373	0,251	0,253	0,259	0,263	0,267	0,271

Es ergibt sich also eine sehr befriedigende Übereinstimmung. Die nach Gl. (15) berechneten Werte sind in Fig. 2 graphisch dargestellt. Der

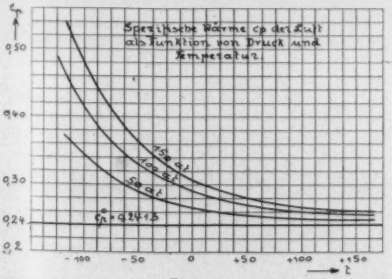

Fig. 2.

Verlauf der Kurven entspricht auch qualitativ durchaus den in neuerer Zeit besonders im Münchener Laboratorium für technische Physik am Wasserdampf gefundenen Gesetzmäßigkeiten, wonach vom Sättigungszustand ausgehend zunächst eine Abnahme der spezifischen Wärme mit zunehmender Temperatur stattfindet. Das Durchschreiten eines Minimalwertes und eine sich daran schließende Zunahme von c_p bei höheren Temperaturen tritt nur dann auf, wenn eine merkliche Zunahme von c_p^0 mit wachsender Temperatur vorliegt (Wasserdampf). Zwischen -100^0 und $+200^0$ kann aber c_p^0 für Luft unbedingt als konstant angenommen werden und die Isobaren der spezifischen Wärme nähern sich dann bei höheren Temperaturen alle asymptotisch dem Wert c_p^0.

Es dürfte noch der Verlauf der Inversionskurven interessieren, der sich aus Gl. (13) ergibt. Bezeichnen wir für die elementare Inversionskurve (§ 6) die zugehörigen Wertepaare von Druck und Temperatur mit p_i und T_i, so lautet die Gleichung dieser Inversionskurve nach Gl. (12):

$$17{,}8\,T_i^2 - 23500\,T_i + 60\,p_i^2 = 0. \qquad (16)$$

Der Verlauf dieser Kurve geht aus dem p/T-Diagramm, Fig. 3, hervor. Für jeden

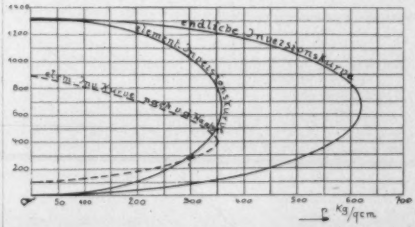

Fig. 3.

Wert von p_i erhält man zwei Werte von T_i, und zwar wird für $p_i = 0$ einmal $T_i = 0$ und das andere Mal $T_i = 1320^0$ ($t_i = 1047^0$). Der Scheitel der Parabel (16) liegt bei ca. 360 kg/qcm und $T_i = 660^0$. Zwischen $t = -100^0$ und $t = +200^0$ ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Inversionskurve, die Porter a. a. O. aus der van der Waalsschen Zustandsgleichung entwickelte[1]) und die ebenfalls in Fig. 3 eingezeichnet ist.

Die Gleichung der endlichen Inversionskurve ($\triangle = 0$), bei welcher wir die zugehörigen Wertepaare von Druck und Temperatur mit p_i' und T_i' bezeichnen wollen, lautet mit Gl. (13)

$$17{,}8\,(T_i')^2 - 23500\,T_i' + 20\,(p_i')^2 = 0. \qquad (17)$$

1) Die Gleichung dieser Inversionskurve lautet in reduzierter Form

$$\pi = 12\sqrt{12\tau - 12\tau - 27}.$$

Um zu gewöhnlichen Koordinaten überzugehen, muß man den reduzierten Druck π mit dem kritischen Druck $p_k = 39$ kg/qcm und die reduzierte Temperatur τ mit der kritischen Temperatur $T_k = 133^0$ multiplizieren.

Der Verlauf dieser Kurve ist auch in Fig. 3 enthalten. Zwischen dem endlichen und dem elementaren Inversionsdruck besteht für jede Temperatur die einfache Beziehung

$$p' = p_i \sqrt{3}.$$

Auf den Inversionskurven selbst verschwindet der Kühleffekt. Für Zustände, die innerhalb der von den Inversionskurven und der T-Achse eingeschlossenen Flächen liegen, tritt bei der Drosselung eine Abkühlung ein; für Zustände außerhalb der Inversionskurve tritt dagegen bei der Drosselung eine Erwärmung ein.

Es läßt sich ferner die Zustandsgleichung sofort herleiten, wenn man von den Gleichungen (8) und (13) Gebrauch macht. Drückt man das spezifische Volumen v in m³/kg aus, so erhält man mit $A = 1/427$ und $R = 29{,}26$ nach Ausführung der Integration

$$v = \frac{RT}{10^4 p} + 0{,}0103 \left(\frac{8{,}9}{T} - \frac{7833}{T^2} + \frac{15 p^2}{T^3} \right). \quad (18)$$

Das Korrektionsglied

$$\triangle v = 0{,}0103 \left(\frac{8{,}9}{T} - \frac{7833}{T^2} + \frac{15 p^2}{T^3} \right),$$

welches die Abweichungen vom Gesetz der idealen Gase kennzeichnet, kann positiv, negativ und gleich Null werden. Die Punkte, in denen $\triangle v = 0$ ist, für welche also das Gasgesetz gerade erfüllt ist, ergeben sich aus der Bedingung

$$8{,}9\, T^2 - 7833\, T + 15 p^2 = 0. \quad (19)$$

Diese Gleichung stellt im p/T-Diagramm eine Parabel dar, welche in Fig. 4 neben der elementaren Inversionskurve wiedergegeben ist. Man könnte die Gl. (19) als Boylesche Kurve bezeichnen. Für Zustände, die innerhalb der von dieser Kurve und der T-Achse eingeschlossenen Flächen liegen, wird $\triangle v < 0$, also das Gasvolumen kleiner als bei einem idealen Gas; für außerhalb liegende Punkte wird $\triangle v > 0$.

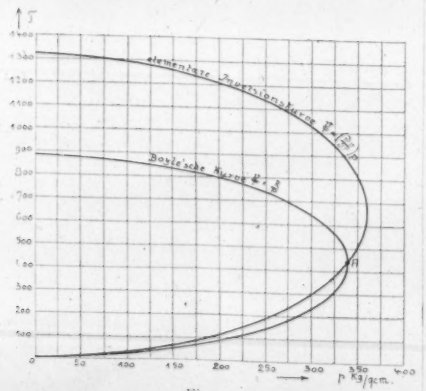

Fig. 4.

Der Zusammenhang der elementaren Inversionskurve mit der Zustandsgleichung ergibt sich aus Gleichung (1). Für Zustände auf der Inversionskurve wird $\frac{v}{T} = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$; innerhalb der Inversionskurve ist $\frac{v}{T} < \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$ (Abkühlung bei der Drosselung), außerhalb dagegen ist $\frac{v}{T} > \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$ (Erwärmung bei der Drosselung).

Der Scheitelpunkt A der Boyleschen Parabel (Fig. 4) ist zugleich ein elementarer Inversionspunkt. Das Vorhandensein zweier Boylescher Punkte und zweier elementarer Inversionspunkte für einen gegebenen Druck nach (Fig. 4) kann man auch aus dem Verlauf der Isobare in einem v/T-Diagramm (Fig. 5) deutlich erkennen. In Fig. 5 bedeutet oo die Isobare eines idealen Gases, die als gerade Linie durch den Koordinatenanfangspunkt erscheint. Die wirkliche Isobare nach Gl. (18) ist durch die geschlungene Kurve $B_1 J_1 B_2 J_2$ dargestellt und in Fig. 5 stark ausgezogen. J_1 und J_2 sind die beiden elementaren Inversionspunkte, in denen $\frac{v}{T} = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$ wird, so daß also die Tangenten an die Isobare durch den Koordinatenanfangspunkt hindurchgehen. B_1 und B_2 sind die Boyleschen Punkte, in welchen sich die theoretische und die wirkliche Isobare schneiden. Zwischen B_1 und B_2 ist $\triangle v < 0$, unterhalb B_1 und oberhalb B_2 dagegen ist $\triangle v > 0$.

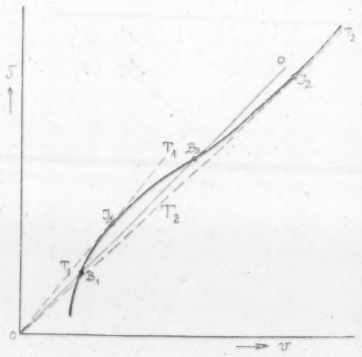

Fig. 5.

Für die Isobare $p = 300$ kg/qcm erhält man z. B. folgende Zahlen:

Punkt B_1: $T = 235{,}2^0$; $v = 2295$ ccm; $\triangle v = 0$ ccm
Punkt J_1: $T = 297^0$; $v = 2822$ „ ; $\triangle v = -75$ „
Punkt B_2: $T = 644{,}8^0$; $v = 6295$ „ ; $\triangle v = 0$ „
Punkt J_2: $T = 1023^0$; $v = 10006$ „ ; $\triangle v = +26$ „

Aus diesen Betrachtungen geht deutlich hervor, daß die in § 6 erwähnte Schlußfolgerung Porters betreffend die Lage der Inversionspunkte irrig war.

Für den Wärmeinhalt erhalten wir aus Gl. (10)

$$i = c_p^0 \left(T + \frac{17{,}8\,p}{T} - \frac{23500\,p}{T^2} + \frac{20\,p^3}{T^3} \right) + \text{konst.}$$

Hierdurch läßt sich jede gewünschte Drosselkurve $i =$ konst. im p/T-Diagramm einzeichnen. Aus diesen Drosselkurven kann man dann die endliche Abkühlung nicht nur bei der Abdrosselung auf Atmosphärendruck, sondern auch für jeden beliebigen Enddruck abgreifen.

Zusammenfassung.

1. Die Gleichungen von Linde, Davis und Grindley, welche die Temperaturänderung bei der Drosselung mit der spezifischen Wärme in Verbindung setzen, lassen sich unmittelbar aus der Thomsonschen Grundgleichung entwickeln.
2. Der elementare Kühleffekt läßt sich aus der endlichen Abkühlung stets berechnen, wenn letztere als Funktion von Druck und Temperatur bestimmt ist. Die umgekehrte Berechnung der endlichen Abkühlung aus dem elementaren Kühleffekt ist aber nur bedingungsweise möglich.
3. Sowohl die spezifische Wärme wie auch die Zustandsgleichung lassen sich durch die Werte der endlichen Abkühlung viel bequemer darstellen als durch den elementaren Kühleffekt.
4. Aus vorstehenden Gründen ist den Bestimmungen der endlichen Abkühlung ein größerer praktischer Wert beizumessen als den Messungen des elementaren Kühleffekts.
5. Es muß zwischen der Inversionskurve für den elementaren Kühleffekt und der Inversionskurve für die endliche Abkühlung unterschieden werden.
6. Die entwickelten Beziehungen werden auf die bekannt gewordenen Versuchszahlen für Luft angewendet.

(Eingegangen 8. September 1916.)

Zur Absorption solarer positiver (Nordlicht-) Strahlen in der Erdatmosphäre.

Von Richard Swinne.

Vom Rutherfordschen Atommodell ausgehend, hat Darwin[1]) solche Zusammenstöße von α-Teilchen mit Atomen von geringer Masse behandelt, durch die deren Kerne, ihrer Elektronen beraubt, in Bewegung gesetzt werden. Beträgt die Masse dieser Atomkerne $M = \mu M_\alpha$, so folgt für ihre Geschwindigkeit

$$V = V_\alpha \frac{2}{(1+\mu)} \cos\vartheta ,$$

wobei sich der Index α auf das stoßende α-Teilchen bezieht; ϑ ist hierbei der Winkel zwischen der Bahn des gestoßenen Atoms und der ursprünglichen Richtung des α-Teilchens. Insbesondere ließ die Theorie für den Durchgang von α-Teilchen durch Wasserstoff eine leicht nachweisbare Bildung von H-Teilchen, den eine positive Ladung tragenden Kernen der Wasserstoffatome, erwarten. Die Bohrsche Theorie der Geschwindigkeitsabnahme geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie[2]) ergab für die bei einem geraden Zusammenstoß ($\vartheta = 0$) gebildeten H-Teilchen eine etwa viermal größere Reichweite als die der sie erzeugenden α-Teilchen beträgt. Der Nachweis der Erzeugung solcher H-Teilchen gelang Marsden[3]) mittels der Szintillationsmethode und kürzlich auch D. Bose[4]) mittels der Wilsonschen Methode[5]) der photographischen Fixierung der Bahnen geladener Teilchen.

Wird nun angenommen, daß α-Teilchen von unserer Sonne ausgeschleudert werden, so ist im Sinne dieser Darwinschen Theorie der Schluß naheliegend, daß sie die Atomkerne der leichten Bestandteile der äußersten Gashülle der Sonne, nämlich von Wasserstoff und Koronium, analog den H-Teilchen der erwähnten Versuche, in Bewegung setzen, falls nicht bereits durch radioaktive Vorgänge auf der Sonne auch H-Teilchen fortgeschleudert werden[6]). Auch beim Zusammenstoß mit Wasserstoff oder mit dem von A. Wegener vermuteten Geokoronium in den höchsten Schichten unserer Atmosphäre

1) C. G. Darwin, Phil. Mag. (6) **27**, 499, 1914.
2) N. Bohr, Phil. Mag. (6) **25**, 10, 1913; vgl. auch unten.
3) E. Marsden, Phil. Mag. (6) **27**, 824, 1914; E. Marsden und W. C. Lantsberry, Phil. Mag. (6) **30**, 240, 1915.
4) D. Bose, diese Zeitschr. **17**, 388, 1916; vgl. auch J. C. Mc Lennan und H. V. Mercer, Phil. Mag. (6) **30**, 676, 1915.
5) C. T. R. Wilson, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **10**, 34, 1913.
6) Vgl. über event. radioaktive H-Teilchen die ebenerwähnte Arbeit von Marsden u. Lantsberry.

könnten einfallende α-Teilchen (oder sonst geeignete Korpuskularstrahlen hoher Geschwindigkeit) H- bzw. Geokoronium-Teilchen (event. sogar α-Teilchen) bilden.

Bereits Birkeland[1]), Störmer[2]) und Lenard[3]) haben kurz positive Teilchen als mögliche Polarlichterreger erwähnt; ausführlich hat Vegard[4]) die in dieser Hinsicht zugunsten der α-Teilchen sprechenden Punkte erörtert. Nun ergab die von Störmer auf Bossekop in der Nacht vom 11. auf den 12. März 1913 während ihres Durchgangs durch den Zenith stereophotogrammometrierte Nordlichtdraperie zusammen mit den gleichzeitig auf Haldde erhaltenen magnetischen Registrierungen die Schlußfolgerung, daß dies Polarlicht durch positiv geladene, aus dem Weltenraum in die Luft eindringende Teilchen hervorgerufen wurde[5]). Es mag daher angebracht sein, die Absorption kosmischer oder solarer positiver Strahlen seitens der Erdatmosphäre zu behandeln; die Absorption von Kathodenstrahlen durch die Lufthülle ist bereits von Lenard[6]) untersucht worden, wobei er auf den ersten photogrammometrischen Höhenbestimmungen der Nordlichter durch Störmer[7]) fußte, indem sie, im Birkelandschen Sinne, als durch solare Elektronen (Heliokathodenstrahlen) hervorgerufen betrachtet wurden.

Bereits Vegard hat aus den Wegenerschen Angaben[8]) über den Luftdruck in großen Höhen mit Hilfe der Geigerschen Beziehung zwischen Geschwindigkeit und Reichweite von α-Teilchen die zum Durchdringen von Schichten homogener Luft bzw. Wasserstoff notwendigen α-Teilchengeschwindigkeiten berechnet. Das Daltonsche Gesetz der Partialdrucke verlangt aber die einzelnen Luftbestandteile getrennt zu behandeln, wie dies bei der Berechnung der Elektronenabsorption (unter Voraussetzung von Massenproportionalität) schon Störmer[9]) getan hat. Die von diesem Forscher (S. 121) für die einzelnen Luftbestandteile in verschiedenen Höhen über dem Meeresspiegel angegebenen Werte von $\gamma_k \lambda_k e^{-b_k h}$ ergeben, mit der Luftdichte bei 0° C und 76 cm Hg multipliziert, die in g/cm² gemessenen Massen der betreffenden Gassäulen. Bei positiven Strahlen, spez. α-Teilchen und auch H-Teilchen[1]) weisen nicht gleiche Massen verschiedener Stoffe gleiches Absorptionsvermögen auf, sondern — im Sinne des Braggschen Gesetzes — deren Quotienten durch die Summe der Quadratwurzeln aus den Atomgewichten A der betreffenden Verbindung. Es sind daher in der Tabelle für verschiedene Höhen über dem Meeresspiegel (von 20 bis 500 km) die entsprechenden Quotienten

$$\frac{\gamma_k \lambda_k e^{-b_k h}}{\sqrt{A_k}},$$

auf Wasserstoff bezogen, berechnet, dgl. ihre Summe Σ und das Produkt dieser Summe in die Luftdichte bei 0° C und 76 cm Hg, d. h. das in g/cm² gemessene Wasserstoffäquivalent der betreffenden Luftsäule. Die Verknüpfung der Geigerschen und der Braggschen Beziehungen ergibt für die α-Teilchengeschwindigkeit V_α, welche durch die gegebene Säule gerade gebremst wird, den Wert

$$V_\alpha = 3{,}51 \times 10^8 \times \sum \frac{\gamma_k \lambda_k e^{-b_k h}}{\sqrt{A_k}};$$

die so erhaltenen V_α-Werte sind auch in der Tabelle angegeben.

Ein anderer Weg zur Schätzung des Bremsvermögens von Materie für geladene Teilchen wird durch die Bohrsche Theorie der Geschwindigkeitsabnahme solcher Teilchen beim Durchgang durch Materie[2]) geboten. Diese ergibt

$$\frac{dV}{dx} = -K_1 \frac{n}{V^3}\left(\log \text{nat}\, V^3 - \frac{1}{n}\sum \log \text{nat}\, \nu + K_2\right) \qquad (1)$$

wobei n die Anzahl der auf eine Molekel des bremsenden Gases entfallenden Elektronen und ν deren Eigenfrequenz bedeutet. Da diese Bohrsche Annäherung für geringe Geschwindigkeiten zu gelten aufhört, so sei mit Darwin[3]) die Geigersche empirische Formel für die Reichweite R und die Anfangsgeschwindigkeit V_0, welche für α-Teilchen in Luft gilt, herangezogen. Nach ihr beträgt $V^3 = V_0^3\,(1 - x/R)$; demnach folgt hieraus zusammen mit (1)

$$R = \frac{V_0^4}{3nK_1\left(\log \text{nat}\, V_0^3 - \frac{1}{n}\sum \log \text{nat}\, \nu + K_2\right)},$$

wobei (2)

$$K_1 = 1{,}193 \times 10^{31}\frac{\eta^2}{\mu} \text{ u. } K_2 = -21{,}77 - \log \text{nat}\, \eta$$

1) K. Birkeland, Videnskapsselskapets Skrifter Kristiania I. Math.-nat. Kl. 1901, Nr. 1.
2) C. Störmer, Arch. des sc. phys. et nat., Genf 1907, Sonderabdruck S. 14; 1911/2, Sonderabdruck S. 123.
3) P. Lenard, Heidelberg. Ber., Math.-nat. Kl. 1911, Nr. 12, Anm. 7.
4) L. Vegard, Phil. Mag. (6) **23**, 211, 1912.
5) C. Störmer, Terr. Magn. **20**, 12, 1915.
6) P. Lenard, Heidelberg. Ber., Math.-nat. Kl. 1910, Nr. 17.
7) C. Störmer, Vid.selsk. Skrifter Kristiania, Math.-nat. Kl. 1911, Nr. 17.
8) A. Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre, Leipzig 1911, S. 46.
9) C. Störmer, Arch. des sc. phys. et nat., Genf, 1911/2, Sonderabdruck S. 114—123.

1) Vgl. hierüber E. Marsden, a. a. O. S. 829.
2) N. Bohr, Phil. Mag. (6) **30**, 505, 1915.
3) C. G. Darwin, Phil. Mag. (6) **27**, 504, 1914.

Höhe	$\frac{\gamma_k \lambda_k e^{-\lambda_k h}}{\sqrt{A_k}}$ [cm]						Wasserstoff-äquivalent	$V_\alpha \times 10^{-9}$
[km]	H_2	He	N_2	O_2	Ar	Σ	$\left[\frac{g}{cm^2}\right] \times 10^3$	[cm/sec]
500	0,115					0,11	0,15	0,78
450	0,199					0,20	0,26	0,93
400	0,343					0,34	0,44	1,12
350	0,591	0,001				0,59	0,77	1,34
300	1,019	0,003				1,02	1,32	1,61
250	1,757	0,010				1,77	2,28	1,94
200	3,028	0,028				3,06	3,95	2,32
180	3,765	0,043				3,81	4,92	2,50
160	4,681	0,066				4,75	6,14	2,69
140	5,820	0,102				5,92	7,66	2,90
120	7,237	0,157	0,005			7,40	9,56	3,12
100	8,998	0,241	0,053	0,001		9,23	12,01	3,37
90	10,03	0,298	0,240	0,009		10,58	13,68	3,51
80	11,19	0,370	1,005	0,050		12,70	16,43	3,74
70	12,48	0,458	4,987	0,282		18,21	23,55	4,12
60	13,91	0,568	22,67	1,595	0,004	38,75	50,10	5,42
50	15,51	0,705	103,4	9,02	0,030	128,66	166,3	8,08
40	17,30	0,870	470,7	51,0	0,286	540,15	698,4	13,04
30	19,29	1,08	2144.	288,2	2,41	2455,0	3174,3	
20	21,50	1,34	9763.	1630,2	20,83	11437	14788	

für Gase bei 0° C und 76 cm Hg und durchgehende Teilchen, deren Masse $M = \mu M_\alpha$ und deren Ladung $E = \eta E_\alpha$ ist. Die Gleichung (2) ergibt für Wasserstoff bei 15° C und 76 cm Hg-Säule die Reichweite der α-Teilchen von RaC, deren Geschwindigkeit $V_\alpha = 1{,}922 \times 10^9$ cm/sec[1]), zu 30,6 cm, während Taylor[2]) experimentell 30,9 cm gefunden hat. Die zur Bremsung eines Teilchens nötige Masse in g pro cm² ergibt sich aus (2) gleich dem Produkt (RD), wobei D die Dichte der bremsenden Schicht bedeutet; speziell für Wasserstoff folgt nach Einführung der numerischen Konstantenwerte

$$(RD)_{H_2} = \frac{V^4}{7{,}973 \times 10^{38}} \frac{\mu}{\eta^2} \left(\log \text{nat} \frac{V^3}{\eta} - 57{,}37 \right) \left[\frac{g}{cm^2}\right]; \qquad (3)$$

die in der 8. Kolonne der Tabelle angeführten Wasserstoffäquivalente sind die gleichen $(RD)_{H_2}$-Werte der betreffenden Luftsäulen.

Es erscheint wohl angebracht, die zur Bremsung der α-Teilchen der bekannten Radioelemente erforderlichen Luftsäulen zu berechnen; desgl. diejenigen, welche auf diese α-Teilchen zurückgehende H-Teilchen zu stoppen vermögen. Nun umfassen die Anfangsgeschwindigkeiten der bekannten α-Teilchen den Bereich 1,37 bis $2{,}06 \times 10^9$ cm/sec[1]); berücksichtigt man den neuesten, noch nicht genügend geklärten Befund der wenig zahlreichen, sehr durchdringenden α-Teilchen von ThC[1]), so beträgt der größte V_α-Wert $2{,}20 \times 10^9$ cm/sec. Die diesen α-Teilchen zugehörigen $(RD)_{H_2}$-Werte reichen bis $3{,}24 \times 10^{-3}$ bzw. sogar bis $4{,}51 \times 10^{-3}$ g/cm²; die entsprechenden $(RD)_{H_2}$-Werte für die durch diese α-Teilchen erzeugten H-Teilchen reichen aber bis $10{,}31 \times 10^{-3}$ bzw. sogar bis $22{,}93 \times 10^{-3}$ g/cm². Somit könnten die schnellsten α-Teilchen bis zu einer Höhe von etwa 220 km über dem Meeresspiegel aus dem Weltenraum bei senkrechtem Einfall gelangen bzw. — sogar bis etwa 190 km; die schnellsten, durch sie gebildeten H-Teilchen — bis etwa 80 km bzw. sogar bis etwa 70 km Höhe (die zweiten Werte beziehen sich auf die neuentdeckten α-Teilchen von ThC).

Diese Höhenwerte stimmen auffallend gut mit den neueren Höhenbestimmungen der unteren scharfen Grenze der Nordlichter überein. Die durch die Wahl einer zu kleinen Basislinie (4.3 km) den photogrammometrischen Messungen der I. Störmerschen Expedition nach Bossekop innewohnende Ungenauigkeit wurde auf der II.[2]) durch Verwendung einer viel längeren Basis (27,5 km) bei sonstigen Verbesserungen vermieden. Das hierbei erhaltene Material von 2500 Einzelwerten bei 447 Parallaxenbestimmungen ergab kein Nordlicht unterhalb 86 km Höhe; 22 Werte entfallen auf den Bereich von 86—90 km, 2098 auf 90—129 km, 322 auf 130—199 km, 35 auf 200—350 km[3]). Die

1) E. Rutherford und H. Robinson, Wien. Ber. **122**, IIa, 1879, 1913.
2) H. S. Taylor, Phil. Mag. (6) **26**, 408, 1913.
1) Sir E. Rutherford und A. B. Wood, Phil. Mag. (6) **31**, 379, 1916.
2) C. Störmer, Terr. Magn. **18**, 133/5, 1913; **20**, 1/12, 1915; 159/74, 1915.
3) C. Störmer, C. R. **162**, 390, 1916.

im gleichen Winter 1912/13 auf Spitzbergen von K. Wegener[1]) und bei Bossekop von Krogness und Vegard[2]) mit kleineren Basislinien auch weniger zahlreich ausgeführten Nordlichthöhenbestimmungen stimmen mit dem obigen Ergebnis überein; hier entfällt die untere scharfe Nordlichtgrenze auf etwa 85 bis 130 km bei letzteren und auf 70 bis 120 km bei ersterem.

Es möge erwähnt werden, daß Birkeland[3]) die Störmersche Deutung der gleichzeitig mit jeneroben erwähnten Nordlichtdraperie erhaltenen Magnetogramme in Zweifel zieht und damit auch die Auffassung der Nordlichtstrahlen als positiver Strahlen. Ohne in diese Diskussion eingreifen zu wollen, wollte der Verfasser in dieser Mitteilung allein den Nachweis führen, daß, ihrer Durchdringungsfähigkeit nach, die Nordlichtstrahlen sehr wohl durch positive Träger bereits bekannter Geschwindigkeit, nämlich durch H-Teilchen, hervorgerufen werden könnten. Ihr für die magnetische Ablenkbarkeit maßgebendes Produkt

$$(H\varrho) = \frac{MV}{E}$$

fällt geringer aus, als bei den sie erzeugenden α-Teilchen; beziehen wir uns wieder auf α-Teilchen, so gilt

$$(H\varrho) = (H\varrho)_\alpha \cdot \frac{2}{\eta\left(1+\frac{1}{\mu}\right)}.$$

Demnach beträgt das charakteristische Produkt für H-Teilchen $^4/_5\,(H\varrho)_\alpha$, erreicht somit für die schnellsten, oben erörterten H-Teilchen allein $3{,}44 \times 10^5$ bzw. $3{,}76 \times 10^5$ [C.G.S.], während Birkeland[4]) für seine Heliokathodenstrahlen $(H\varrho) = 3 \times 10^6$ angibt. Doch wäre nach Störmer[5]) mit dem bekannten Winkelabstand des Polarlichtgürtels vom magnetischen Pol auch ein kleinerer $H\varrho$-Wert vereinbar, falls äquatorielle (außerhalb der Erde kreisende), elektrische Ströme anzunehmen wären. Weitere Eigenschaften der H-Teilchen in Beziehung zu den Nordlichtstrahlen zu erörtern, möge aufgeschoben werden, bis daß sie genügend experimentell untersucht worden sind.

1) H. Hergesell, Das deutsche Observatorium in Spitzbergen I. Schriften d. Wiss. Ges. Straßburg, Nr. 21, S. 21, 1914.

2) O. Krogness und L. Vegard, Videnskapsselsk. Skrifter Kristiania I. Math.-nat. Kl. Nr. 11, 1914.

3) K. Birkeland, Arch. d. sc. phys. et nat. Genf, (4), **41**, 22, 109, 1916.

4) K. Birkeland, The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902/3. Christiania, S. 594, 1913.

5) C. Störmer, Arch. des sc. phys. et nat. Genf (4) **32**, Sonderabdruck S. 101, 1911/12.

Bad Rappenau (Baden), den 30. August 1916.

(Eingegangen 3. September 1916.)

Über sekundäre Wirkungen der Röntgenstrahlen.

Von Friedrich Voltz.

In einer früheren Arbeit, betitelt: „Zur Frage der Härtemessung der Röntgenstrahlen auf photographischem Wege", diese Zeitschrift 16, 306 1916, habe ich auf Grund mehrerer Versuchsreihen den Schluß gezogen, daß es durchaus nicht gleichgültig ist, mit welcher Sorte photographischer Platten man eine photographische Härtebestimmung der Röntgenstrahlen durchführt und daß es außerdem durchaus nicht gleichgültig ist, wie die oder jene Platte nach der Exposition entwickelt wird, wobei die Entwicklerzusammensetzung bestimmend ist. Weiter habe ich in der damaligen Arbeit bereits angedeutet, daß auch bei der subjektiven Feststellung der Härte einer Röntgenröhre auf fluorometrischem Wege Unterschiede auftreten werden, wobei die Unterschiede von dem zur Messung verwandten Leuchtschirm abhängig sind. Aus diesen seinerzeitigen Feststellungen habe ich dann den weiteren, allerdings schwerwiegenden Schluß gezogen, daß unsere Härtemeßtechnik, soweit dieselbe auf fluorometrischen oder photographischen Methoden beruht, mit großen Fehlerquellen behaftet ist und daß man diese Methoden nur mehr zu orientierenden Schätzungen verwenden solle, während man für exakte Messungen entweder die Spannungsmessung an der Röntgenröhre oder ionometrische Methoden anwenden müsse. Wegen dieser Schlußfolgerung, die allerdings für manche röntgenologische Arbeiten die Umgestaltung der Grundlagen erfordert, bin ich mehrfach scharf angegriffen worden, obwohl meine damaligen Versuchsreihen mit größter Sorgfalt durchgeführt worden waren. In der Zwischenzeit habe ich nun in zwei größeren Arbeiten in den „Fortschritten auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen", unter dem Titel: „Röntgenstrahlenmeßeinrichtungen und deren Vergleich" und „Ziele und Probleme der Röntgenstrahlenmeßtechnik" gezeigt, daß meine seinerzeitige Schlußfolgerung wohlberechtigt war.

Ich will nun heute einige weitere Beobachtungen mitteilen, die die erwähnten Schlußfolgerungen weiter begründen. Im Anschluß daran will ich dann auch versuchen eine Darstellung all dieser Erscheinungen zu geben.

Die Heyden-Aktiengesellschaft in Dresden-Radebeul brachte vor einiger Zeit einen neuen Durchleuchtungsschirm in den Handel, der gegenüber den bisherigen Leuchtschirmen mancherlei Vorteile aufweist, so insbesondere die bedeutend größere Helligkeit. Auch hat der Schirm noch die angenehme Eigenschaft

weniger nachzuleuchten, als dies Schirme anderen Fabrikats tun. Das Korn des Schirmes scheint ebenfalls ein feineres zu sein, als das anderer Schirme, ebenso wie das der Bariumplatinzyanürschirme, was für manche Untersuchungen, insbesondere physikalischer Natur, sicherlich von Vorteil sein dürfte.

Einen derartigen Schirm bekam ich vor längerer Zeit zu Versuchszwecken zur Verfügung gestellt und machte ich zunächst einige orientierende Versuche, die mich von den obenbeschriebenen Vorteilen des neuen Schirmes überzeugten. Als Vergleichsschirm verwandte ich einen „Astral"schirm der Firma Reiniger, Gebbert & Schall. Zu den rein orientierenden Versuchen benutzte ich das Phantom einer Hand und konnte dabei ohne weiteres feststellen, daß bei gleicher Röhrenspannung, gleicher Belastung, gleicher Betriebsart das Durchleuchtungsbild des Phantoms auf dem „Astral"schirm dunkler und kontrastreicher erschien, als auf dem neuen „Ossal"schirm der Heyden-Aktiengesellschaft. Der Kontrastreichtum des Bildes mag für medizinische Untersuchungen von Vorteil sein. Dagegen machte das Durchleuchtungsbild auf dem „Ossal"schirm den Eindruck, als ob es ganz bedeutend härter sei als das Bild auf dem „Astral"schirm, trotzdem die Röhrenspannung und die Belastung der Röhre die gleiche geblieben war. Diese Beobachtung wurde von einer ganzen Reihe von Herren, denen ich dieselbe mitteilte und denen ich die Durchleuchtungsbilder vorführte, gleichfalls gemacht.

Ich baute nun ein Stück des neuen „Ossal"schirmes und ein Stück „Astral"schirm zusammen in einen Rahmen ein und zwar so, daß die Schnittflächen der Schirme in der Mitte der Rahmenfläche direkt aneinanderstießen. Hinter diesen Rahmen wurde nunmehr das Phantom gebracht und zwar so, daß die eine Hälfte des Phantoms hinter den „Ossal"schirm zu stehen kam, während die andere Hälfte hinter dem „Astral"schirm war. Schaltete man nun die Röhre ein, so hatte man die unbedingte Gewißheit, daß die Röhrenspannung und die Belastung der Röhre während der Beobachtung die gleiche blieben. Und tatsächlich zeigte sich denn auch bei diesem Versuch das Resultat des Vorversuches völlig bestätigt. Das Durchleuchtungsbild auf dem „Ossal"schirm erschien bedeutend härter. Man konnte nun die Durchleuchtungsbilder bequem miteinander vergleichen und es zeigte sich dabei, daß der Härteunterschied sehr groß war. Es war also keine Täuschung, sondern Tatsache. Die Leuchtfarbe ist bei beiden Schirmen grünlich.

Die durch diese Versuche festgestellte Beobachtung veranlaßte mich nun einige systematische Versuche anzustellen, durch die dargetan werden sollte, ob meine früheren Beobachtungen über die Differenzen bei den fluorometrischen Methoden auch für den neuen Leuchtschirm zu Recht bestehen. Gleichzeitig wollte ich damit untersuchen, wie groß die Unterschiede bei den Härtebestimmungen sind, wenn man die fluorometrische Methode anwandte und verschiedene Leuchtschirme benutzte. Ich baute deshalb in einen Rahmen von 60 cm Länge und 15 cm Höhe 3 Fluoreszenzschirme ein und zwar so, daß die Schnittflächen der Schirme unmittelbar aneinanderstießen. Die Größe der einzelnen Schirme war je 20×15 cm. An Fluoreszenzschirmen baute ich ein einen „Ossal"schirm, einen „Astral"schirm und einen Bariumplatinzyanürschirm.

Bei den ersten Versuchsreihen war hinter den Schirmen eine Wehneltskala angebracht, und zwar eine mit einem nach einer geometrischen Reihe zweiter Ordnung treppenförmig ansteigenden Aluminiumkeil. Der Rahmen wurde auf einem Schlitten angebracht, so daß die einzelnen Schirme rasch und bequem vor den Wehneltkeil gebracht werden konnten. Die Röhrenspannung wurde genau kontrolliert und außerdem wurden zu den Versuchen nur sehr gut eingearbeitete Röhren verwandt. Es wurde eine ganze Anzahl von Versuchsreihen durchgeführt, die hier alle zu beschreiben, viel zu weit führen würde. Es genügt eine dieser Reihen aufzuführen, welche die Erscheinung typisch genug zeigt. Dieselbe ist in Tabelle I enthalten.

Tabelle I.

Härte in Wehneltteinheiten, Müller-Wasserkühlröhre, „Apex"-Instrumentarium (Induktorapparat) von Reiniger, Gebbert & Schall.

Röhrenbelastung	„Astral"-Schirm	„Ossal"-Schirm	Barium-Schirm
1 M.A.	8	9	8
2 M.A.	9	10	8
3 M.A.	9—(10)	11	8—(9)
4 M.A.	9—(10)	11	8—(9)
5 M.A.	9—(10)	über 11	9

Die Versuchsreihen wurden dabei so durchgeführt, daß die Röhre unter genauer Kontrolle der Röhrenspannung auf die jeweilige Belastung eingestellt wurde und dann die einzelnen Schirme nacheinander vermittels der Schlittenführung des Rahmens vor den Meßkeil gebracht wurden. Bei den zweiten Versuchsreihen wurde an Stelle des Wehneltkeiles eine Benoistskala angebracht und an dieser die Werte auf den Schirmen abgelesen. Ich greife auch hier

nur eine Versuchsreihe von den vielen als Beispiel heraus. Hier wurde ebenfalls die Röhre unter genauer Kontrolle der Röhrenspannung auf die jeweilige Belastung eingestellt. Die erwähnte Versuchsreihe ist in Tabelle II aufgezeichnet.

Tabelle II.

Härte in Benoisteinheiten. Müller-Wasserkühlröhre, „Apex"-Instrumentarium (Induktorapparat) von Reiniger, Gebbert & Schall.

Röhrenbelastung	„Astral"-Schirm	„Ossal"-Schirm	Bariumschirm
1 M.A.	3	3	nicht ablesbar
2 M.A.	4	4	4
3 M.A.	4	5	5
4 M.A.	5	6	5
5 M.A.	6	über 7	5

Die beiden hier aufgeführten Versuchsreihen sind, wie bereits bemerkt wurde, typisch für diese Erscheinung. Oft konnte ich weit größere Unterschiede feststellen. Zu den Beobachtungen habe ich mehrmals des Ablesens kundige Personen zugezogen und diese haben ebenfalls die erwähnten großen Unterschiede feststellen können.

Es geht somit aus den vorausgegangenen Ausführungen hervor, daß Unterschiede in den abgelesenen Härtegraden tatsächlich in sehr weiten Grenzen vorkommen können, und zwar hängen die Unterschiede einzig und allein von dem zur subjektiven Feststellung der Härte verwandten Leuchtschirm ab. Wie aus den aufgeführten Tabellen hervorgeht, scheint in unserem Falle die Röhre härter zu sein, wenn man die Ablesung am „Astral"schirm vornimmt statt am Bariumplatinzyanürschirm und weiter wieder härter, wenn man an dem neuen „Ossal"schirm abliest, statt am „Astral"schirm.

Das Resultat dieser Versuche deckt sich also vollkommen mit meinen früheren Beobachtungen.

Auch bezüglich der photographischen Härtemessung habe ich meine früheren Versuche fortgesetzt. Die Versuchsbedingungen waren die gleichen, wie ich sie seinerzeit beschrieb, nur bin ich bei der Kontrolle eventueller Fehlerquellen noch strenger und genauer vorgegangen. Neuerdings habe ich andere Plattensorten, so Perutzplatten und Matterplatten in den Bereich meiner Untersuchungen gezogen und habe hier ebenfalls meine früheren Versuchsresultate als gültig gefunden.

Wenn wir für diese Erscheinungen, also sowohl die Differenzen in den photographischen Härtebestimmungen als auch die durchaus einwandfreien, hier ebenfalls wieder bewiesenen, Unterschiede in den subjektiven Härteablesungen auf den verschiedenen Leuchtschirmen eine Ursache feststellen wollen, und dieselben damit zugleich einer einheitlichen Erklärung unterwerfen wollen, so müssen wir zunächst etwas weiter ausholen.

Die Schwärzung einer photographischen Schicht, also die chemische Veränderung der in der Emulsion der Platte enthaltenen Silbersalze, ist einzig und allein eine Folge der in der Schicht zur Absorption gelangten Strahlungsenergie, und zwar ist dabei die chemische Variation der Silbersalze, wie allgemein jede Veränderung einer chemischen Verbindung, auf eine Dissoziation ihrer Molekeln zurückzuführen. Die Dissoziation der Molekeln findet wiederum ihre Ursache in der Loslösung von Elektronen aus den einzelnen Atomen der molekularen Systeme.

Die Loslösung findet unter dem Einfluß der absorbierten Röntgenstrahlenenergie statt, d. h. vielmehr nach der Absorption der Röntgenstrahlenenergie erscheint diese nach ihrer Transformation in der kinetischen Energie der Elektronen wieder. Ist der Energieverlust, welchen die in der Zeit t auftreffende Strahlenenergie E_0 beim Durchlaufen einer Silberschicht erleidet dE_0, so ist

$$S_t = q\,(dE_0) \qquad (1)$$

wenn S_t den jeweiligen Schwärzungsgrad bedeutet. Nehmen wir nun an, daß die Röntgenstrahlen kleinerer Wellenlänge die Träger größerer Energiemengen sind, während umgekehrt die Röntgenstrahlen größerer Wellenlänge die Träger kleinerer Energiemengen sind, so stellt sich die Gesamtenergie eines Spektrums pro Zeiteinheit dar als

$$E_0 = J_0 \cdot V_0\,, \qquad (2)$$

wobei J_0 die Intensität des Strahlengemisches bedeutet.

Der in Gleichung 1 auftretende Faktor dE_0 ist gebildet durch die Summe der Energiemengen, welche den durch die Absorption gebildeten Elektronen innewohnt.

Es ist:

$$dE_0 = \sum_{o}^{n} E'_0\,, \qquad (3)$$

wobei E'_0 die Energie eines Elektrons bedeutet und n die Anzahl der gebildeten Elektronen darstellt. Die Größe E'_0 ist gegeben durch

$$E'_0 = \frac{1}{2}\,mc^2 \qquad (4)$$

und für welche Gleichung abzuleiten ist:

$$E'_0 = \frac{1}{2} \cdot 0{,}9 \cdot 10^{-27} \cdot f(\lambda)\ \text{Erg.} \qquad (5)$$

Nehmen wir hierbei nun weiter an, daß ein Röntgenstrahl die Energie für einen β-Strahl liefert (Bragg und Madsen, Trans. Roy. Soc. of. South. Austral. 1908, S. 32) so erreicht die Zahl n dann ein Maximum, wenn ein Intensitätsmaximum eines Spektrums im Gebiete der Wellenlängen λ_m oder λ_{m+n} liegt, wobei die genannten Wellenlängen gleich sind den Wellenlängen der Eigenstrahlung des Silbers. In diesen Fällen haben wir also Maxima der Schwärzung der Schicht der photographischen Platte zu erwarten.

Diese von mir bereits früher gemachte Annahme findet eine schöne experimentelle Bestätigung in einer neueren Arbeit von E. Wagner, Ann. d. Phys. **46**, 868 ff., 1915: „Über Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen". Der Verfasser zeigt hier an Hand seiner außerordentlich wichtigen Versuche, daß die von de Broglie im Bereich der kurzen Wellen des Röntgenspektrums gefundenen zwei Banden nicht durch eine besondere charakteristische Strahlung der Röntgenröhre in diesem Wellenbereich hervorgerufen werden, sondern, daß das Silber und das Brom der photographischen Platte durch den Wellenlängenbereich, in welchem die beiden Banden auftreten, zu starker Eigenstrahlung erregt werden und daß also erst diese sekundäre Strahlung für die Schwärzung der Platte verantwortlich zu machen ist. Nun ist aber, wie ich an anderer Stelle ausführte, die Fluoreszenzstrahlung nicht ein sekundärer Vorgang, sondern ein tertiärer, dem die Bildung und Loslösung der Elektronen vorausgeht. Wagner führt seinen Beweis an Hand folgender Versuche: In den Weg der Röntgenstrahlung wurde eine dünne Folie reinen Silbers gebracht. Da dadurch der Teil des Röntgenspektrums, der die Silberfluoreszenz erregt, absorbiert wird, so muß jetzt die in dem Silber der photographischen Schicht erregte Fluoreszenzstrahlung wegfallen und damit muß auch die Silberbande verschwinden. Dies war denn auch in der Tat der Fall. Wenn sich nun die von Wagner mitgeteilten Versuche nur auf die Silber-Fluoreszenzstrahlung beziehen und noch nicht auf die Bromstrahlung, so ist doch nicht an dem Ursprung der Brombande zu zweifeln.

Die Einwirkung der Röntgenstrahlen auf die photographische Platte beruht demnach im Gebiete der meistens angewandten kurzen Wellen zum großen Teil auf der höchst eigentümlichen Fluoreszenz der Silber- und Bromatome der photographischen Schicht bzw. meiner Auffassung nach auf dem dieser Fluoreszenz vorausgehenden Vorgang.

Wenden wir nun diese Erklärungen auf die meßtechnischen Fragen an, so haben wir im Wege der Röntgenstrahlen, wenn wir ihre Härte mit einer Benoistskala oder einer Wehneltskala feststellen, ein dünnes Silberblech und eine Aluminiumtreppe, bzw. einen Aluminiumkeil. Das Röntgenstrahlenbündel verliert nun beim Durchlaufen der Silberschicht der Skalen denjenigen Wellenlängenbereich, der die Fluoreszenz der Silberatome der Emulsion hervorzurufen imstande ist. Beim Passieren der Aluminiumteile der Skalen verliert das Röntgenstrahlenbündel dagegen nicht diesen Wellenlängenbereich. Bei beiden durchläuft aber der Teil die Schichten, der die Fluoreszenz der Bromatome hervorruft.

Denken wir uns nun unter einer dieser Skalen in lichtdichtes Papier gehüllt eine photographische Platte, so wird in den Silberatomen des unter dem Silberblech liegenden Teiles der Platte ganz normale Absorption stattfinden, während in den Bromatomen selektive Absorption stattfindet. In demjenigen Gebiet der Schicht, das unter den Aluminiumteilen der Skala liegt, wird neben der normalen Absorption sowohl in den Bromatomen als auch in den Silberatomen selektive Absorption stattfinden. In dem Gebiet der Schicht, das unter dem Silberblech liegt, wird also der Schwärzungsgrad bestimmt durch die normale Absorption plus der selektiven Absorption der Bromteile; in dem unter dem Aluminium liegenden Teile der Schicht tritt neben der normalen Absorption in der Schicht auch noch selektive Absorption sowohl in den Bromatomen als auch in den Silberatomen auf.

Nun haben wir bereits ausgeführt, daß der Schwärzungsgrad einer photographischen Platte eine Funktion der Menge der gebildeten Elektronen ist und diese Menge ist einerseits wieder abhängig von der Menge der vorhandenen Silber- und Bromatome, also von der Zusammensetzung der Emulsion und andererseits von den im Vorhergehenden beschriebenen Vorgängen. Sonach wird daraus klar, daß die Werte einer Härtemessung andere werden, wenn die Zusammensetzung der Emulsion eine andere ist. Daß dann auch die Entwicklungsart der Platte einen bestimmenden Einfluß auf die Resultate ausübt, erklärt sich ebenfalls hieraus. Andererseits kann eine ganz geringe Veränderung im primären Spektrum große Bestimmung auf die Schwärzung der Schicht ausüben, ohne daß der mittlere Härtegrad, der eigentlich gemessen werden soll, sich wesentlich verändert.

Ich habe früher an anderer Stelle gezeigt, daß eine Härtemessung niedere Werte ergibt, wenn die Skala, die zur Messung verwendet wird, direkt auf die photographische Schicht

der Platte zu liegen kommt, dagegen höhere Werte wenn zwischen der Meßskala und der Schicht der Platte ein Kartonblatt oder ein Stück Papier liegt. Auch hierfür finden wir die Erklärung in den vorausgegangenen Mitteilungen. Die in dem Silberblech der Meßskala absorbierte Röntgenstrahlenenergie regt die Atome des Bleches zu reger Eigenstrahlung an und diese Eigenstrahlung wirkt wieder auf die Silberatome der Emulsion und trägt als vermehrendes Moment bei der Bildung der Elektronen in der Emulsion bei und so findet eine erhöhte Dissoziation statt und deshalb wird auch die Schicht unter dem Silberblech mehr geschwärzt. Liegt jedoch das Kartonblatt oder das Stück Papier zwischen der Schicht der Platte und der Meßskala, so wird der größte Teil der Energie der Fluoreszenzstrahlung in dem Kartonblatt zur Absorption kommen, daher auch die geringere Schwärzung in diesem Falle.

Wenden wir nun diese Erklärungsform auf die subjektiven Meßmethoden an, so müssen wir uns vor allem klarmachen, daß die chemische Zusammensetzung der fluoreszierenden Massen eine ganz verschiedene ist. Es sind Elemente absolut verschiedenen Atomgewichtes in ihnen enthalten und die sekundär aus diesen Elementen durch die Absorption der Röntgenstrahlen frei gemachten Elektronen spielen dabei die Rolle der Stoßerreger für einen zur Lichtemission befähigten elementaren Oszillator. Für die Größe des Fluoreszenzlichtes ist deshalb auch wieder die Menge der sekundär gebildeten Elektronen maßgebend. So wird es klar, daß die Absorptionsfähigkeit der Fluoreszenzmasse für bestimmte Strahlungsgruppen integrierend ist für das Resultat der subjektiven Messung. Sind in dem primären Röntgenstrahlenspektrum Strahlungskomponenten enthalten, welche imstande sind die Atome eines oder mehrerer Elemente der fluoreszierenden Massen zu erhöhter Elektronenemission anzuregen, so kann das Meßresultat durch dieses vermehrte Auftreten der Elektronen bei dem einen Schirm sehr stark beeinflußt werden, während dies bei dem anderen Schirm noch nicht der Fall ist. Die beschriebenen Versuche zeigen ja auch, daß das Meßresultat durch die Art der Leuchtmasse bestimmt wird.

Zusammenfassung.

1. Durch neuere systematische Versuche ergibt sich eine wesentliche Beeinflußbarkeit einer Röntgenstrahlenhärtemessung durch die Zusammensetzung der fluoreszierenden Masse, wodurch frühere Vermutungen und Beobachtungen bestätigt werden.

2. Es wird durch die beschriebenen Versuche gezeigt, daß die auftretenden Unterschiede sehr groß sein können und gleichzeitig wird im Anschluß hieran eine Erklärung dieser Erscheinungen versucht, wonach eben die selektive Absorptionsfähigkeit der zur Meßreaktion verwandten Substanzen, bzw. die Größe der infolge dieser Eigenschaft absorbierten Energie die bestimmende Rolle spielt.

3. Im Zusammenhang damit wird dargetan, daß auch früher beschriebene Erscheinungen der photographischen Härtemessung in der selektiven Absorptionsfähigkeit der Emulsion ihre Ursache finden.

(Eingegangen 10. September 1916.)

Über das Korn der photographischen Platte und eine Methode zu seiner Untersuchung [1].

Von Peter Paul Koch
und Gerhard Freiherr du Prel.

(Mit Tafel IX u. X.)

(Aus einem November 1915 an der Universität Göttingen auf Einladung des Kuratoriums der Wolfskehlstiftung gehaltenen Vortrag des einen von uns[2]).

§ 1. Vorbemerkungen.

Die bisher verfügbaren Methoden zur Untersuchung der Eigenschaften des Bromsilberkornes und seines Verhaltens beim photographischen Prozeß waren der Erzielung zahlenmäßiger Aufschlüsse wenig günstig. So war Bellach[3] bei seinen schönen Untersuchungen über das Plattenkorn darauf angewiesen, seine Messungen etwa über Korngrößenänderung bei variierter Art der Entwicklung an verschiedenen, selbstverständlich von vornherein möglichst gleichartig gemachten Präparaten vorzunehmen und die derart erhaltenen Messungen aufeinander zu beziehen. Bei der Größenverschiedenheit der Einzelkörner unserer gebräuchlichen Plattenfabrikate ist es klar, daß nur eine große Häufung der Einzelmessungen von Körnern der untersuchten Präparate ein einigermaßen gesichertes Ergebnis zu erzielen gestattet und daß ein von dem der Allgemeinheit abweichendes Verhalten einzelner Körner der Beobachtung ganz entgehen muß. Angesichts dieser Sachlage liegt es nahe, Untersuchungen der geschilderten Art am identifizierbaren Einzelkorn vorzunehmen.

Die dem entgegenstehenden Schwierigkeiten,

1) Wir übergeben die folgende vorläufige Mitteilung auf Wunsch des Institutsvorstandes, Exz. Röntgen, der Veröffentlichung, da es zweifelhaft ist, ob überhaupt und wenn wann die Untersuchung fortgesetzt werden kann.

2) P. P. Koch.

3) V. Bellach, Die Struktur der photographischen Negative. Halle a. S. 1903. Knapp.

die sich jedoch unschwer umgehen lassen, sind verschiedener Art. Im allgemeinsten der im folgenden behandelten Fälle muß das Untersuchungsverfahren zunächst gestatten, von dem nur über einige tausendstel Millimeter ausgedehnten Bromsilberkorn eine stark vergrößerte Mikrophotographie herzustellen, ohne durch die dabei und bei der vorhergehenden Einstellung mit dem Auge nötige Belichtung das Korn merklich, das heißt bis zur Entwickelbarkeit zu beeinflussen. Es muß ferner die Möglichkeit vorhanden sein nach erfolgter Aufnahme dem Korn die auf ihre Wirkung zu untersuchende Behandlung, beispielsweise durch entwickelnde Flüssigkeiten, angedeihen zu lassen. Dadurch verbietet sich die Verwendung der üblichen Präparate mit aufgekittetem Deckglas, während gerade die infolge der Kleinheit des Korns allein in Frage kommenden Mikroskopobjektive höchster optischer Leistung für die Verwendung von Deckgläsern konstruiert sind. Und schließlich muß das Mikroskop mit einer Vorrichtung versehen sein, um das Präparat vor und nach der Behandlung etwa auf die Dimensionen des Kornes genau an die gleiche Stelle unter dem Mikroskopobjektiv bringen zu können.

§ 2. Arbeitsmethode.

Zur Herstellung einer stark vergrößerten Mikrophotographie des Bromsilberkornes, ohne dieses dabei photographisch wirksam zu belichten, diente ein vor die Lichtquelle geschaltetes Rotfilter in Verbindung mit der Benutzung höchstrotempfindlicher Trockenplatten als Aufnahmematerial. Um das Korn im Laufe der Untersuchung mit Flüssigkeiten behandeln zu können, wurde es auf gewöhnliche Mikroskopdeckgläser aufgebracht, die bei der Aufnahme mit der Glasseite dem Mikroskopobjektiv zugewandt waren. Die üblichen Objektträger entfielen also. Schließlich diente ein Anschlag, nach Art des beim Maltwoodfinder[1]) verwandten, zur jederzeit mit genügender Genauigkeit reproduzierbaren Einstellung des Präparates unter dem Mikroskopobjektiv.

§ 3. Einzelheiten des Verfahrens.

Um in der beschriebenen Weise arbeiten zu können und vor allem um Präparate zu gewinnen, bei denen die Körner möglichst in einer einzigen Schicht nebeneinander ausgebreitet waren, verfuhr man folgendermaßen, natürlich bei voller Dunkelheit oder bei stark gedämpftem rotem Licht. Trockenplatten des Handels ließ man einige Stunden in destilliertem Wasser quellen, brachte dann eine kleine Menge der gequollenen Gelatineemulsion auf ein sorgfältig gereinigtes Deckglas, erwärmte dieses vorsichtigst über einem elektrisch geheizten Draht gerade bis zum Schmelzpunkt der (feuchten) Gelatine, drückte rasch ein zweites Deckglas auf, quetschte die Emulsion in eine möglichst dünne Schicht aus und zog beide Deckgläser wieder voneinander ab. Wie an den auf Tafel IX u. X. veröffentlichten Photogrammen zu ersehen, erhielt man auf diese Weise in der Tat Präparate, bei denen die Körner nur in einer Schicht liegen. Die Messung der Dicke der Schicht mit einem Wildschen Libellensphärometer ergab einen gerade noch meßbaren Wert von einigen μ. Behandlung derartiger Präparate mit Entwickler zeigt, daß der Prozentsatz entwickelbarer Körner nicht größer ist als bei direkt der Packung entnommenen unbelichteten Trockenplatten des Handels. Es ist ja auch die leichte Erwärmung bei der Herstellung der Präparate sicher nicht höher als die bei der fabrikatorischen Herstellung der Emulsionen übliche. Übrigens lieferten durch liebenswürdiges Entgegenkommen des wissenschaftlichen Leiters der Perutzwerke München, Herrn Dr. v. Owen, direkt auf Mikroskopdeckgläsern besonders dünn vergossene Emulsionen die gleichen Ergebnisse wie die selbst hergestellten Präparate.

Als Lichtquelle zur Herstellung der Mikrophotogramme des Plattenkorns wurde eine selbstregulierende Bogenlampe verwandt, als Rotfilter ein für andere Zwecke (Isolation der roten Kadmiumlinie $\lambda = 644\,\mu\mu$ aus dem Kadmiumspektrum) bezogenes der Firma Wratten & Wainwright. Ein Zeißmikroskop mit Apochromat 3 mm mit Korrektionsfassung für Deckglasdicke sowie ein Kompensationsokular bildete die Aufnahmeoptik. Das Aufnahmematerial für das etwa 100- bis 400-fach vergrößerte Bild des Plattenkornes waren Panchromatic-B-Platten des Formats 9×12 cm der Firma Kodak (früher Wratten & Wainwright). Ein Beweis für die geradezu erstaunliche Rotempfindlichkeit dieses Fabrikates ist die Tatsache, daß es möglich war unter den beschriebenen Umständen ausreichend belichtete Mikrophotogramme des Plattenkorns in 1—3 Sekunden herzustellen mit Licht von einer Farbe, wie es etwa von einer tiefdunkelroten Dunkelzimmerlampe ausgeht, ohne daß dabei dem aufzunehmenden Korn eine photographisch wirksame Belichtung erteilt wurde.

§ 4. Vorläufige Ergebnisse.

a) Aussehen des Bromsilberkorns.

In Fig. 1 (die Figuren befinden sich auf den Tafeln IX u. X) sind zwei typische Bromsilberkorn-

[1]) W. Scheffer, Wirkungsweise und Gebrauch des Mikroskops. Leipzig, 1911. Teubner. S. 41.

präparate (Emulsion Lumière sensibilité extrême) dargestellt, wie sie zu den meisten der im folgenden beschriebenen Versuche benutzt wurden. Die Korngröße schwankte zwischen 2 und 10 μ etwa. Die Körner sind, wie man sieht, in eine einzige Schicht nebeneinander ausgebreitet. Sehr deutlich zeigt sich besonders bei den größeren Körnern ihre kristallinische Struktur. Sie erscheinen vielfach als Sechsecke (Dreiecke mit abgestumpften Ecken). Ob das Korn räumlich plättchenförmig gestaltet ist, wie wahrscheinlich, oder aber tetraedrisch bleibt festzustellen. Die Fig. 2, 3 und 4 veranschaulichen das Korn einer Kranzeder-Reformplattenemulsion, einer Eisenberger Reformplattenemulsion und einer Lumière-Blau-Etikett Plattenemulsion. Das Korn ist bei den beiden erstgenannten wesentlich feiner (Dimensionen von etwa 4 μ abwärts) als bei den Lumièrefabrikaten.

b) Kornformänderung beim Entwickeln.

In der Fig. 5 ist festgestellt, wie sich das Bromsilberkorn einer Lumière sensibilité extrême-Emulsion nach normaler Belichtung beim Entwickeln mit normalem Metol-Hydrochinonentwickler verhält. Jedem Bromsilberkorn der einen Aufnahme der Doppelfigur entspricht ein ausentwickeltes Silberkorn der anderen Aufnahme. Man ersieht auf einen Blick[1]), daß die Körner auf Bruchteile ihrer Dimensionen genau beim Entwickeln ihre gegenseitige Lage beibehalten, daß sie im allgemeinen ihre Größenausdehnung und Form nicht wesentlich ändern und daß nur manche von den Körnern eine Art Auswüchse erhalten. Im Zusammenhang mit letzterem Befund steht wohl die hier öfters gemachte Beobachtung, daß das ausentwickelte Silberkorn, mit einem Paraboloidkondensor betrachtet, ausgesprochen traubige Struktur hat.

Ganz anders als in der Fig. 5 dargestellt, verhielt sich das Bromsilberkorn einer Kranzeder-Reformplatte, wie Fig. 6 zeigt. Hier verwandelte sich das normal aussehende Bromsilberkorn nach normaler Belichtung und Entwicklung in Silbergebilde, die langgestreckt sind und dabei allerdings im Mittel die Lage der Bromsilberkörner beibehalten haben. Eine weitere Untersuchung muß zeigen, welche Bewandtnis es mit dieser Strukturänderung hat.

c) Entwickler, die feines Korn liefern.

Besonderes Interesse bot das Studium der Wirkungsweise des Paraphenylendiaminentwicklers[2]), dem nachgerühmt wird, daß er auch von groben Bromsilberemulsionen sehr feinkörnige Negative liefert. Fig. 7 zeigt seine Art zu arbeiten. Das erste Teilbild stellt wieder das benutzte Bromsilberkorn (Lumière sensibilité-extrême) dar, das zweite die identisch gleichen Körner nach reichlicher Belichtung und völliger Ausentwicklung (Entwicklungsdauer 12 Minuten) unfixiert und das dritte Teilbild schließlich dasselbe nach Ausfixierung. Mit großer Deutlichkeit ergibt sich besonders aus einem Vergleich der Teilbilder 1 und 3, daß die Feinkörnigkeit des entwickelten Kornes dadurch zustandekommt, daß der Paraphenylendiaminentwickler nur einzelne Teile des Bromsilberkorns reduziert, andere dagegen offenbar trotz reichlicher Belichtung und langdauernder Entwicklung nicht zu reduzieren imstande ist. Die weitere Verfolgung dieses höchst interessanten Vorganges mit Hilfe der hier benutzten Methode ist sehr verlockend.

Die Tatsache, daß man mit dem Paraphenylendiaminentwickler nur sehr dünne, wenig geschwärzte Negative erhält auch bei reichlicher Belichtung, ist nach dem Gesagten ohne weiteres verständlich. Neben diesem für viele Zwecke offenkundigen Nachteile ist es aber die Frage, ob man mit dem Entwickler ein der Feinheit des entwickelten Silberkorns entsprechendes Auflösungsvermögen der so behandelten Platte für feine Details erhält[1]). Das hängt mit der Frage zusammen ob ein, sagen wir, nur halbseitig belichtetes Bromsilberkorn auch nur auf dieser belichteten Hälfte entwicklungsfähig wird oder ob innere Reflexionen im Bromsilberkorn oder der Entwicklungsmechanismus selbst es bedingen, daß ein derart belichtetes Korn schließlich doch nur als Einheit durch den Entwickler reduziert wird. Versuche, die die Aufklärung dieser Frage bezwecken und die wohl unschwer durchführbar sind, waren im Gange. Übrigens wurde festgestellt, daß auch sehr verdünnter Metolhydrochinonentwickler unter Umständen ähnlich wie der Paraphenylendiaminentwickler nur Teile des reichlich belichteten Bromsilberkorns zu Silber reduziert.

d) Entwickeln nach dem Fixieren.

Auch über den Mechanismus des Entwickelns nach dem Fixieren gestattete das beschriebene Verfahren einige vorläufige Aufschlüsse zu gewinnen. Fig. 8 gibt dafür ein Muster. Die benutzte Emulsion ist die einer Lumière-Blau-Etikett-Platte. Teilbild 1 zeigt sie und Teilbild 2 das Aussehen nach Ausfixieren in 2 proz. Fixiernatronlösung und Entwicklung nach dem im Jahrbuch der Photographie 1913, S. 183 veröffentlichten Rezept (entwickelnde

1) Sehr zu empfehlen ist die Benutzung eines Blinkmikroskops.

2) Lumière und Seiewetz, Zeitschr. f. wissenschaftliche Photogr. **2**, 358, 1904.

1) C. E. K. Mees, Proc. Roy. Soc. **83**, 10, 1909.

Substanz Hydrochinon). Nach dem Fixieren erschien, wie bekannt, die Platte mit der benutzten Optik untersucht glasklar. Vom Bromsilberkorn waren auch nicht mehr Spuren zu erkennen. Ein Vergleich der Teilbilder von Fig. 8 zeigt, daß trotzdem im allgemeinen jedem Bromsilberkorn ein entwickeltes Silberkorn entspricht, wenn auch die Übereinstimmung nicht ganz so ins einzelne geht wie bei der gebräuchlichen Art des Entwickelns vor dem Fixieren. So ist z. B. mehrfach zu beobachten, daß Bromsilberkörner, darunter gerade auch größere, nicht zu einem entwickelten Silberkorn geführt haben, so daß also der im allgemeinen nach dem Fixieren zurückbleibende unsichtbare Kornrest offenbar vom Fixierbad aufgelöst oder mechanisch weggeschwemmt worden sein muß. Auch sind typischerweise viele Silberkörner wesentlich größer als die ursprünglich vorhandenen Bromsilberkörner und wohl auch hier und da von ihrem ursprünglichen Platz verschoben. Eine Fortsetzung der Versuche unter variierten Bedingungen könnte möglicherweise die Unterlagen schaffen für eine Aufklärung des alten Grundrätsels der Photographie, nämlich welcher Art die Beeinflussung ist, durch die das Licht das Bromsilberkorn entwicklungsfähig macht. Eine Untersuchung mit dem Cardioid-Kondensor, bei der der Versuch des Entwickelns nach dem Fixieren an flüssiger Emulsion ausgeführt wurde, zeigte jedenfalls, daß nach dem Fixieren mit diesem zur Zeit geeignetsten verfügbaren optischen Mittel „Keime" irgendwelcher Art in der Flüssigkeit nicht wahrgenommen werden konnten.

e) Korngröße und Lichtempfindlichkeit.

Es ist eine allgemein verbreitete Ansicht, daß hohe Lichtempfindlichkeit eines Plattenfabrikats mit der Korngröße Hand in Hand geht derart, daß grobes Bromsilberkorn eine besonders empfindliche Platte bedingt, bei der also verhältnismäßig geringe Belichtung eine verhältnismäßig große Schwärzung beim Entwickeln hervorruft. Auch einige der hier reproduzierten Figuren scheinen das zu bestätigen. Beispielsweise ist das feinkörnige Kranzederfabrikat der Fig. 2 sehr viel weniger lichtempfindlich im eben definierten Sinn als das grobkörnige Lumièrefabrikat der Fig. 1. Eine Ausnahme macht allerdings das gleichfalls untersuchte Korn der Hauff-Höchstempfindlich-Platte, die bei mindestens gleicher Lichtempfindlichkeit wie das Lumièrefabrikat wesentlich feinkörniger ist. Auch ist es eine — wie aus mündlichen Äußerungen hervorgeht — bekannte Tatsache der fabrikmäßigen Emulsionsbereitung, daß feinkörnige Emulsionen sehr lichtempfindlich sein können.

Mit der beschriebenen Anordnung bietet es keine Schwierigkeit der aufgeworfenen Frage nachzugehen. Die Untersuchung erfolgte in der Weise, daß zunächst vom Bromsilberkorn ein Mikrophotogramm hergestellt wurde, ohne ihm eine „wirksame Belichtung" zu erteilen und daß man dann dem Korn eine bestimmt bemessene Zusatzbelichtung gab. Nach Entwickeln und gegebenenfalls Fixieren konnte durch Identifizieren Korn für Korn festgestellt werden, welche Körner durch Belichten entwicklungsfähig geworden waren und wie diese sich auf die verschiedenen vorhandenen Korngrößen verteilten. Man könnte übrigens vermuten, daß, wenn erst einmal festgestellt wäre, daß eine bestimmte Emulsion beim Entwickeln eine Änderung von Korngröße und -Form nicht zeigt, daß dann die das Verfahren einigermaßen komplizierende mikrophotographische Aufnahme des Bromsilberkorns vor der Belichtung entfallen könnte. Das ist aber deshalb nicht angängig, weil man einem durch Entwickeln undurchsichtig gewordenen Korn niemals ansehen kann, aus wieviel Bromsilberkörnern es entstanden ist, die sich etwa vor der Entwicklung berührt haben könnten.

Da ein Blinkmikroskop mit Meßvorrichtung am Ort der derzeitigen Tätigkeit leider nicht zur Verfügung stand, mußte man sich beim Auszählen und Größenschätzen des Kornes mit einem Millimeternetz begnügen. Einige somit vorläufige Ergebnisse sind im folgenden mitgeteilt. (Tabellen 1—4)[1]). Die Einzelheiten jeden Versuchs sind den Tabellen beigesetzt. Die Größenangaben der ersten Kolonnen der Tabellen sind nicht direkt miteinander vergleichbar, weil die Mikrophotogramme nicht mit der gleichen Vergrößerung aufgenommen sind. Die angegebenen Werte jeweils der beiden Schlußkolonnen sind, wie wiederholte unabhängige Auszählungen, sowie Zusammenfassung in verschiedenartige Größengruppen zeigten, auf mindestens 10 Proz. sicher. Somit steht unzweifelhaft fest, daß, soweit die bisherigen Erfahrungen gehen, kein eindeutiger Zusammenhang besteht zwischen Korngröße und Empfindlichkeit, vor allem, daß keineswegs die größten Körner einer Emulsion stets die empfindlichsten sind. Im Gegenteil: Tabelle IV zeigt mit Sicherheit, daß der umgekehrte Fall vorkommen kann.

Woher die landläufige Ansicht kommt, daß grobkörnige Platten die höchste Empfindlichkeit zeigen, bleibt offen. Es wäre die Möglichkeit, daß grobkörnige Platten im allgemeinen

1) Fig. 9 stellt die der Tabelle 3 zugrunde liegende Aufnahme dar.

Tabelle I.

Perutz-Emulsion. Belichtung nur durch das rote Licht bei der Aufnahme des Bromsilberkorns. Keine Zusatzbelichtung. Ausentwickelt mit normalem Metol-Hydrochinon-Entwickler.

Mittlerer Durchmesser d. Bromsilberkorns in mm gemessen am Mikrophotogramm mit d. Millimeternetz	Ursprüngliche Zahl der Bromsilberkörner im Gesichtsfeld	Davon entwickelt:	
		Absolute Anzahl	Proz. der ursprünglich vorhandenen
0,2—0,4	161	144	89
0,5—0,7	345	313	91
0,8—1,2	100	89	89

Tabelle II.

Emulsion: Lumière sensibilité extrême. Vorbelichtung durch rotes Licht bei der Aufnahme des Bromsilberkorns praktisch unbeträchtlich. Zusatzbelichtung: 10 Sekunden mit 100 Kerzen aus 4 m Entfernung. Kurz entwickelt mit verdünntem Metol-Hydrochinonentwickler.

0,3—0,6	113	30	27
0,7—1,0	114	44	39
1,1—1,5	9	4	44

Tabelle III.

Einzelheiten wie bei Tabelle II. Länger entwickelt.

0,2—0,4	28	23	83
0,5—0,8	284	171	60
0,9—1,8	106	77	73

Tabelle IV.

Emulsion: Eisenberger Reformplatte. Einzelheiten wie bei Tabelle II. Ausentwickelt mit normalem Metol-Hydrochinonentwickler.

0,1—0,3	69	26	38
0,4—0,6	166	107	64
0,7—1,0	15	2	13

silberreicher und daß sie infolgedessen höhere Schwärzungen zu liefern imstande sind[1]).

Eine Fortsetzung der geschilderten Untersuchungen ist zur Zeit nicht möglich. Neben vielem anderem waren gerade Versuche begonnen, um der Wirkungsweise der Röntgenstrahlen auf das Bromsilberkorn nachzugehen. Diese bietet besonders Interesse, weil sie vermutlich durch sekundär ausgelöste Korpuskularstrahlen erfolgt. Die Versuche Wagners[2]) sprechen dafür, gleichfalls die von Friedrich und Koch[3]), nach denen die Schwärzungskurve für Röntgenstrahlen sehr verschiedener Härte den gleichen Verlauf zeigt.

1) Vgl. das grundlegende Resultat von Hurter und Driffield, bestätigt durch Eder, daß die Schwärzung einer entwickelten Trockenplatte dem Silbergehalt der Schicht proportional ist. Eder und Valenta, Beiträge zur Photochemie usw. 2. Teil, S. 58, Wien 1904.

2) E. Wagner, Sitzungsber. d. kgl. bayer. Akad. d. Wissensch. S. 329, 1914.

3) W. Friedrich u. P. P. Koch, Ann. d. Phys. **45**, 399, 1914.

Nowo-Grodek (Gouvernement Minsk) — München, Physikalisches Institut der Universität, 29. Juni 1916.

(Eingegangen 20. September 1916.)

BESPRECHUNGEN.

K. Jellinek, Lehrbuch der physikalischen Chemie. Vier Bände. Erster Band: Die Lehre von den Aggregatzuständen (I. Teil). XXXVI u. 732 S. mit 81 Tabellen, 253 Textabbild. u. 4 Bildnissen. Lex. 8°. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1914. Geh. M. 24.—, geb. M. 27.—.

Mit dem vorliegenden Werke unternimmt der Verf. eine Darstellung des Gesamtgebiets der physikalischen Chemie in Form eines ausführlichen Lehrbuches von vier Bänden. Bei Anordnung und Behandlung des Stoffes wurden nach Möglichkeit pädagogische Gesichtspunkte berücksichtigt und entsprechend der Richtung, welche die Entwicklung der physikalischen Chemie genommen hat, die physikalischen Grundlagen der Wissenschaft in den Vordergrund gerückt.

Dem Werke vorangestellt ist ein umfangreiches Literaturverzeichnis, welches, mit allgemeinen Bibliographien beginnend, eine große Anzahl der für den physikalischen Chemiker wichtigsten Werke aufführt und durch geeignete Klassifikation ihrem Inhalte nach kennzeichnet. Hieran schließt sich ein Verzeichnis der wichtigsten Zeitschriften des Gebietes sowie eine Liste von Formelzeichen. — Dieser bibliographische Teil wird besonders den Studierenden von Nutzen sein, würde indessen seinen Zweck noch besser erfüllen, wenn die für den Studierenden zunächst wichtigsten Bücher hervorgehoben wären. Anderseits sollten Werke wie die Kowalewskischen über Infinitesimalrechnung, die Experimentalphysik von Warburg, die Thermodynamik von Poincaré und vor allem die Scientific papers von Gibbs in einer derartigen Zusammenstellung nicht fehlen. — Die hierauf folgende Einleitung weist auf den Zusammenhang der Naturwissenschaften mit den Geisteswissenschaften hin, bietet dem Leser Anregung zum Studium der Philosophie und sucht in dankenswerter Weise im Studierenden das Empfinden zu wecken, daß die Naturwissenschaften nicht durch bloßen Zufall der Philosophie untergeordnet wurden. Eine etwas systematischere, ausführlichere und weniger aphoristische Behandlung dieser Einleitung würde ihren Zweck noch weiter gefördert haben und die Bedeutung der angeregten Fragen noch mehr hervortreten lassen. — Hieran schließt sich eine kurze Betrachtung der Beziehungen zwischen Physik,

Chemie und physikalischer Chemie und des historischen Entwicklungsganges dieser Wissenschaften. — Unter dem Titel „Einige Grundprinzipien der physikalischen Chemie" werden die Atomtheorie, die stöchiometrischen Gesetze, das absolute Maßsystem, sowie die Grundzüge der kinetischen Gastheorie und der Thermodynamik entwickelt. Die Darstellung der letzteren ist recht wohlgelungen, nur wäre für eine spätere Behandlung der heterogenen Systeme eine engere Anlehnung an die Gibbssche Anschauungsweise erwünscht. Die Ausführungen über totale Differentiale (Integration der Ausdrücke $Xdx + Ydy$) erscheinen dem Referenten hingegen ungeeignet zur Einführung in das Wesen der Sache und gerade solche Veranschaulichungen sollten grundsätzlich vermieden werden, die mit größerer Wahrscheinlichkeit das Verständnis einer Sache vortäuschen, als vermitteln, was auch von der Einführung des Ausdrucks „Diminutiv" gilt, dem kein mathematischer Begriff entspricht. — Das hierauf folgende erste Buch behandelt die Lehre von den Aggregatzuständen. Beginnend mit dem gasförmigen Aggregatzustand, werden die Bestimmungen der spez. Wärmen der Gase behandelt und durch Tabellen und gute Abbildungen von Versuchsanordnungen zusammengefaßt und erläutert, sowie die kinetische Gastheorie und die kinetische Ableitung der Gasgesetze ausführlich entwickelt. Ferner werden die Atomschwingungen, die Theorie der spezifischen Wärme, kinetisch und mit Einführung der Quantentheorie und die kinetische Auffassung des zweiten Hauptsatzes klar und eingehend dargestellt. Daran schließt sich die Behandlung der inneren Reibung und Wärmeleitung sowie des Verhaltens der hochverdünnten Gase mit ausführlicher Beschreibung der Apparate zur Erzeugung und Messung hoher Verdünnungsgrade. Diesem Abschnitt folgen entsprechende Kapitel über Erzeugung und Verhalten verdichteter Gase; die van der Waalssche Zustandsgleichung wird abgeleitet und die Theorie des Joule-Thomsoneffekts. Ein weiterer Abschnitt ist dem Vorgange der Kondensation der Gase gewidmet; die kritischen Erscheinungen werden erörtert und die verschiedenen Methoden der Gasverflüssigung, nach ihren Grundprinzipien gesondert, besprochen und durch Abbildungen veranschaulicht. Mit der Behandlung des flüssigen Aggregatzustandes schließt der Band ab. So wie im vorangehenden Teil das Hauptgewicht der Darstellung gelegt ist auf die systematische Vorführung der experimentell gewonnenen Erkenntnisse über den gasförmigen Zustand, so umfaßt der Schlußteil die wichtigsten Experimentalerkenntnisse über den flüssigen Zustand. Hier werden Dichte und Kompressibilität, Wärmeausdehnung, spez. Wärme, innere Reibung und Oberflächenspannung der Flüssigkeiten, sowie deren Meßmethoden ausführlich behandelt. Das folgende Kapitel über den Verdampfungsvorgang bringt die Methoden der Dampfspannungsmessung, der Bestimmung der Verdampfungswärme und im Anschluß hieran die thermodynamische Behandlung der Verdampfung, die Ableitung der Clausius-Clapeyronschen Gleichung und einer Dampfdruckformel unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme, endlich die Diskussion des Druckeinflusses und des Einflusses der Oberflächenkrümmung auf die Dampfspannung. Zum Schlusse werden die Methoden zur Bestimmung der kritischen Daten geschildert. — Obwohl die eigentliche theoretische Bearbeitung des gasförmigen und flüssigen Aggregatzustandes dem zweiten Bande des Werkes vorbehalten bleibt, ist doch im vorliegenden Bande das experimentelle Material so zusammengestellt und behandelt, daß die Vorbedingungen zu seiner theoretischen Zusammenfassung bereits erfüllt sind. Wie der Verf. im Vorwort betont, fußt sein Lehrbuch auf älteren Werken, was bei dem großen Umfange des Werkes verständlich ist und diesem um so weniger zum Nachteil angerechnet werden kann, als dadurch in der vorliegenden geschickten Verarbeitung die Vorzüge eines von mehreren Spezialisten bearbeiteten Werkes mit pädagogischer und sachlicher Einheitlichkeit verbunden werden. Auch vereinzelte Mängel, wie die eingangs erwähnten, sind bei der Fülle des Stoffes fast unvermeidlich und können den Wert des Werkes nicht verringern, welches im übrigen warme Anerkennung und Empfehlung verdient. S. Kyropoulos.

(James Clerk Maxwell), Auszüge aus James Clerk Maxwells Elektrizität und Magnetismus. Übersetzt von Hilde Barkhausen. Herausgegeben von F. Emde. 8°. XI u. 182 S. mit 9 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn. 1915. Geh. M. 7.—, geb. M. 8.—.

Das Studium des Maxwellschen Originalwerkes bleibt bekanntlich in den meisten Fällen ein frommer Wunsch. Der Studierende lernt „die Maxwellsche Theorie" gewöhnlich in der ihr von späteren Autoren gegebenen Form kennen — häufig sogar von dem farblos definierenden Standpunkte „das System der Maxwellschen Gleichungen" aus — obwohl doch gerade hier ein Zurückgehen auf die Quelle wertvoll ist. Maxwells Lehrbuch enthält vieles, was mit dem Kern der Sache nur indirekt zusammenhängt: es ist nach bekannter englischer Gepflogenheit eine Superposition von Lehrbüchern aus verschiedenen Gebieten. Für den Anfänger ist es schwer, die Grundzüge herauszufinden. Dieser Schwierigkeit will das vorliegende Buch begegnen. Es ist in der Tat in hervorragendem Maße geeignet, ein ökonomisches Studium des Maxwellschen Buches zu veranlassen. Obwohl man auch ohne gleichzeitige Benutzung des Originals aus Emdes Zusammenstellung ein gutes Bild gewinnen kann, regen diese Auszüge doch gerade zum Nachlesen an. Es handelt sich nun hier weniger um die wortgetreue Übersetzung (zugrunde gelegt ist immer der englische Urtext) als vielmehr um die sinngemäße Darstellung dessen, was Maxwell gemeint hat. Darin geht der Herausgeber anerkennenswerterweise so weit, daß er einige Artikel, die schlechterdings im Original nicht zu verstehen sind, ganz frei bearbeitet wiedergibt. Auch benutzt er, dem Geiste der Maxwellschen Darstellung entsprechend, konsequent Vektorenschrift, und zwar in jener Form, die frei ist von der Erinnerung an die drei Koordinaten. — Dadurch wird neben großer Erleichterung der Rechnung von vornherein eine bessere Aufnahme der Faradayschen Anschauungen, um deren Wiedergabe es Emde zu tun ist, erzielt, als bei der oft reichlich schwerfälligen Darstellung Maxwells. Was Emde im Vorwort im allgemeinen über Vektorrechnung in der Physik sagt, ist durchaus zu billigen. Dem Buche ist beigefügt eine außergewöhnlich reichhaltige Formelsammlung aus der Vektorrechnung, in der man manches Neue finden wird, z. B. die Richtungsableitungen an krummlinigen Koordinaten betreffend (vgl. hierzu auch Emde, Zur Vektorrechnung, Archiv d. Math. u. Phys. III. Reihe XXIV. 1. Heft, sowie das auf Emdes Anregung verfaßte „Lehrbuch der Vektorrechnung" von J. Spielrein, Stuttgart 1916).

Die eigentliche Neuübersetzung ist von Frau Hilde Barkhausen vollzogen worden — in ein hervorragend gutes Deutsch, mit feinem Takt ist die physikalisch zutreffende Ausdrucksweise gefunden worden, so daß der englische Ursprung wirklich nicht mehr durchklingt.

Von den 805 Artikeln bei Maxwell sind hier etwa 126 wiedergegeben. Man kann sich an der Hand des vollständig reproduzierten Inhaltsverzeichnisses sofort unterrichten. Aus der Elektrostatik ist unter Weglassung aller Potentialtheorie und der rein mathematischen Entwicklungen auf etwa 50 Seiten das physikalisch Wichtige gegeben. Viele Anmerkungen — zum Beispiel über die uns nicht mehr geläufige Terminologie Maxwells, Schwierigkeiten bezüglich der Vorstellungen der Polarisation im Dielektrikum, Maxwells nicht konsequente Berücksichtigung der Dielektrizitätskonstanten, die Begriffe „Spannung", Feldstärke sowie namentlich die mechanischen Kräfte und die fiktiven Spannungen — erleichtern das Verständnis. Von Teil II, „Elektrokinematik", ist nur Art. 325 aufgenommen; wie eine Durchsicht erkennen läßt, vollkommen mit Recht, wenn auch vielleicht manchem Physiker einiges aus Kap. VIII (Art. 303?) oder X (334) willkommner sein würde. — Aus dem III. Teil (Magnetismus) ist Kap. II (magnet. Feldstärke u. magnet. Induktion) ganz und ein großer Teil von Kap. III. (magnet. Solenoide und Schalen) gebracht worden. Auch hier findet man wertvolle Erläuterungen. — Dem IV. Teile (Elektromagnetismus) ist wiederum das entnommen, was den Faradayschen Wurzeln entspricht. Nächst Teilen des I. und III. Kapitels ist aus dem VIII. Art. 598—603 gewählt, und ungekürzt wiedergegeben sind Kap. IX (allgemeine Gleichungen des elektromagnetischen Feldes), XI (Energie und Spannungen), XX (Elektromagnetische Lichttheorie). — Bezüglich der Zusätze sei, abgesehen von der dem Vektorpotential $\mathfrak{A}$ zuteil gewordenen Aufmerksamkeit, auf das zu XI gehörende hingewiesen. Art. 641 (Spannungszustand des elektromagnetischen Feldes) ist frei wiedergegeben und 642 ist die ausführliche Bearbeitung der Maxwellschen fiktiven Spannungen. Hier findet man auch eine interessante Zeichnung betreffend das Ellipsoid des fiktiven Spannungsvektors $\mathfrak{P}_n$. Daran schließt sich dann eine eingehende Diskussion dieser Spannungen und der von Heaviside, Hertz, Cohn u. a. gegebenen Ansätze. Auch die neueren Messungen über Zugkräfte von Elektromagneten, die größer als $\mathfrak{B}^2/8\pi$ ausfallen, sind berücksichtigt (Fig. 6). — (Übrigens hat Emde zur Erläuterung der Maxwellschen fiktiven Spannungen Vorlesungsmodelle konstruiert: „Drei Modelle zur Erläuterung der Faraday-Maxwellschen Spannungen", Elektrotechnik und Maschinenbau, Heft 12 u. 13. Wien, 1916.) Auch der Abschnitt über elektromagnetische Lichttheorie enthält zahlreiche vertiefende und anregende Zusätze. Bei Art. 797 (Doppelbrechung) ist eine Darstellung in Tensoren gegeben. Auf eine längere, auch numerische Angaben und Kurven enthaltende Ausführung zu 803 sei noch hingewiesen: es handelt sich hier um die Analogien zwischen thermischen und elektromagnetischen Vorgängen („Ausbreitungsgeschwindigkeit").

Manchem Leser würde vielleicht — in Überschreitung der Abgrenzung Emdes auf Grund des Faradayschen Kernes der Theorie — noch einiges aus dem elektromagnetischen Teile, aus Kap. V bis VIII, willkommen gewesen sein, doch ist dies selbverständlich subjektiv! Jedenfalls aber muß diese überaus sorgfältig gearbeitete Zusammenstellung der Beachtung der Physiker angelegentlichst empfohlen werden.

Hörig.

Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik und Meteorologie. 10. umgearbeitete und vermehrte Auflage. Herausgegeben von L. Pfaundler. IV. Bd. 2. Abt. V. Buch. Magnetismus und Elektrizität von W. Kaufmann, A. Coehn und A. Nippoldt. 2. Abt. VII u. S. 623—976 mit 412 Abb. 3. Abt. (Schluß) VII u. S. 977—1492 m. 312 Abb. u. 3 Taf. Lex. 8. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1912 u. 1914. Geh. M. 23.—, geb. M. 25.—.

Der vorliegende Band schließt das Lehrbuch der Elektrizität und Magnetismus ab; er ist zum größten Teil (Kapitel 12—14) von W. Kaufmann, zum kleineren Teil (Kapitel 15—16) von A. Nippoldt ebenso wie die früheren Kapitel völlig neu geschrieben. Das Referat ist leider durch die Kriegsverhältnisse unerwünscht verzögert.

Mit derselben außerordentlichen Sorgfalt, sicheren Beherrschung des Materials und eindringenden Klarheit wie die vorhergehenden sind auch diese neuen Kapitel von W. Kaufmann verfaßt. Kapitel 12, das erste des vorliegenden Bandes, behandelt die „Stromleitung in Gasen", also das Gebiet, an dessen schneller und glänzender Entwicklung die Arbeiten Kaufmanns einen wesentlichen Anteil haben. Bei der Kompliziertheit der Versuchstechnik und der Apparatur dieses Gebietes war es hier nicht mehr, wie in den früheren Kapiteln, möglich, möglichst an vom Leser selbst ausgeführte Versuche anzuknüpfen; die Auswahl und Beschreibung der referierten Versuche ist aber so gut, daß trotzdem ein voller Einblick in die komplizierten Erscheinungen gewonnen wird. Kaufmann bringt im Teil A zunächst die wichtigsten Erfahrungstatsachen, die eigentlichen Entladungsvorgänge oder „die selbständige Strömung"; im Teil B die „elektrischen Strahlen" und die Grundlagen der Ionentheorie; im Teil C endlich die ausführliche Entwicklung der Ionentheorie, mit deren Hilfe dann die „unselbständige Strömung" und im Anschluß daran die selbständige Strömung von der theoretischen Seite behandelt werden.

In Teil A werden vor allem an Hand der sog. „charakteristischen" Kurven 1. Der Lichtbogen, 2. Der Funken, 3. Spitzen- und Büschelentladung, 4. Der Glimmstrom, sowie die Übergangsformen zwischen diesen verschiedenen Entladungsarten anschaulich dargestellt. Hier findet sich das wichtige, vom Autor aufgestellte Kriterium des stabilen und labilen Zustandes der Entladung, die Theorie der im Anschluß daran bes. von H. Th. Simon weiter entwickelten Theorie des oszillierenden Lichtbogens, der in der Poulsonlampe für die drahtlose Telegraphie eine wichtige Rolle spielt; ferner der sprechende Lichtbogen, die Funkenpotentiale als Funktion von Schlagweite und Gasdruck, der Glimmstrom bei hohem Gasdruck und der Spitzenstrom. Dann der Glimmstrom in verdünnten Gasen und sein Potentialverlauf, die Ventilwirkungen infolge des Kathodenfalls und die Kathodenzerstäubung.

Kapitel B beginnt mit der ausführlichen Behandlung der Kathodenstrahlen, zunächst ihrer experimentell festgestellten Eigenschaften. Die Deutung und quantitative Beherrschung dieser Tatsachen bringt dann die Elektronentheorie, deren wichtigstes Resultat der Nachweis der Existenz des negativen Elektrons ist: der wichtige Nachweis der Unabhängigkeit von Ladung zur Masse des Elektrons von der Natur der Substanzen, aus denen sie stammt, ist bekanntlich von Kaufmann erbracht. Der Lehre von den Kathodenstrahlen schließt sich die von den Kanalstrahlen an, die ja neuerdings durch die Konstatierung minimalster Mengen von Molekülen auch ein erhebliches chemisches Interesse gewonnen hat. Der Doppler-Stark-Effekt an Kanalstrahlen sowie an den ihnen nahe verwandten, von Gehrcke und Reichenheim entdeckten Anodenstrahlen wird eingehend behandelt. Unter dem Namen „Photokathodenstrahlen" folgt ein Paragraph über die

lichtelektrischen Erscheinungen, die vielleicht eine etwas ausführlichere Darstellung hätten finden können; die lichtelektrische Ermüdung ist nur eben erwähnt. Die Berechnung des Maximums der lichtelektrischen Empfindlichkeit bei einer bestimmten Wellenlänge durch F. A. Lindemann, die hier angeführt wird, ist schon durch K. Herrmann als unhaltbar nachgewiesen, da das von Lindemann benutzte Atommodell keine Resonanz zuläßt.

Dann werden noch die Ionisierung durch Ionenstoß, die Absorption der Kathodenstrahlen und die sog. Sekundärstrahlen behandelt. Den Schluß des Kapitels B bildet eine eingehende Darstellung der jetzigen Kenntnisse von den Röntgenstrahlen. Hier ist wieder von der gelegentlich auch früher angewandten historischen Methode Gebrauch gemacht und ein Auszug aus den drei klassischen Arbeiten Röntgens gegeben, über deren Ergebnisse ja 10 Jahre lang unsere Kenntnisse auf diesem Gebiete nicht hinauskamen. § 331 bringt einen reichlich kurzen Exkurs über Röntgentechnik; man vermißt hier die Erwähnung der sog. Gleichrichterapparate. Dagegen wird die Wiechert-Stokessche Theorie der Röntgenstrahlen ausführlich behandelt und ihre Weiterentwicklung durch A. Sommerfeld, die sich besonders auf die sog. Bremsstrahlung bezieht; hier findet sich auch der Bericht über die bekannte Messung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen von Marx. Aber auch die Fluoreszenzstrahlung, besonders die Versuche von Barkla, wird eingehend referiert. Das Kapitel schließt mit der epochemachenden Entdeckung v. Laues, sowie seiner Mitarbeiter Friedrich und Knipping, der Interferenz der Röntgenstrahlen an Kristallen.

Teil C, die „Theorie der Gasionen" beginnt nach einem Überblick über die ionisierenden Ursachen mit fünf anschaulichen Versuchen über Flammengase. Es folgt die Diskussion des Sättigungsstromes und der Ionisierungsarbeit, ferner die allgemeine Theorie der Ionenbewegung und die Berechnung der „Charakteristik" des Gases, die Molekulartheorie der Ionenbewegung, die Diffusion und Wiedervereinigung der Ionen. Die für atmosphärische Verhältnisse wichtige Kondensationswirkung der Ionen wird ausführlich dargelegt. Der nächste Paragraph bringt die verschiedenen Methoden zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums. Der Austritt von Elektronen aus glühenden Metallen wird sowohl vom Standpunkte der Dampfdrucktheorie wie der Reaktionstheorie behandelt; im Anschluß daran werden andere Reaktionseffekte: Ionisierung durch sich oxydierenden Phosphor, durch ultraviolettes Licht und zum Schluß die sog. Wasserfallelektrizität kurz erwähnt. Einem besonderen Paragraphen über Flammenionen folgt dann eine ausführliche Entwicklung der Theorie der Stoßionisation und des Funkenpotentials. Der Abschnitt schließt mit der Theorie des Spitzenstromes, des Glimmstromes und des Lichtbogens.

Das 13. Kapitel enthält die Elektronentheorie der Metalle. Kaufmann teilt sie ein in A. die thermoelektrischen Wechselwirkungen und B. die galvano- und thermomagnetischen Effekte. Der Begriff „thermoelektrisch" wird insofern etwas weit gefaßt, als ihm auch die Erscheinungen der metallischen Stromleitung subsumiert werden; eine Dreiteilung des Kapitels wäre vielleicht doch natürlicher. Es wird hier zunächst die Elektronentheorie der metallischen Leitfähigkeit entwickelt, wie sie in Anlehnung früherer Arbeiten vor allem von Riecke und Drude aufgestellt ist. Das thermoelektrische Kapitel behandelt sowohl die Ergebnisse des Experiments wie der Theorie. In § 364 wird hier gesagt, daß in einem arbeitenden Thermoelement durch den Strom Wärme vernichtet oder Kälte erzeugt werden muß; richtiger müßte es wohl heißen, daß dabei Wärme von höherer auf tiefere Temperatur übergehen muß, denn nur diese Bedingung ist mit dem zweiten Hauptsatze der Thermodynamik im Einklang. Weiterhin sagt Kaufmann, daß seine Darstellung der Elektronentheorie der thermoelektrischen Erscheinungen an Ausführungen des Referenten und Richardsons anknüpften, die er z. T. kombiniert; es ist jedoch zu bemerken, daß Referent in seiner Theorie sich ausschließlich thermodynamischer Beziehungen bedient und die Anwendung von Gleichungen der kinetischen Gastheorie prinzipiell vermieden hat, Richardson dagegen benutzt für die Verdampfungswärme der Elektronen eine der Kinetik entlehnte Gleichung, deren Nichtübereinstimmung mit den Beobachtungen wenigstens bei Flüssigkeiten bekannt ist. Für die galvano- und thermomagnetischen Effekte werden die elektronentheoretischen Beziehungen in vereinfachter Weise abgeleitet. Unter den thermodynamischen Gleichungen für die Thermoelektrizität, die ja hier auch entwickelt werden, hätte wohl noch die Anwendung des Nernstschen Wärmetheorems aufgenommen werden müssen, die das experimentell bestätigte Nullwerden der Thermokräfte bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt verlangt. Kaufmann betont selbst, daß er die neueren Untersuchungen über das Verhalten der metallischen Leitfähigkeit bei den tiefsten Temperaturen, da noch zu neu, nur flüchtig streife. Bei dem großen prinzipiellen Interesse und den Schwierigkeiten, die hier den Elektronentheorien entstehen, hätten sie vielleicht doch etwas eingehender gewürdigt werden können. Andererseits ist der Kaufmannsche Standpunkt doch anzuerkennen, die zweifellosen Erfolge der Elektronentheorie der metallischen Leitfähigkeit, wie die Deutung des Wiedemann-Franzschen Gesetzes und andere, hervorzuheben, da diese Theorie vermutlich doch die Basis der noch ausstehenden, verbesserten sein wird.

Kapitel 14 bringt auf 80 Seiten eine sehr gute Übersicht über das große Gebiet der Radioaktivität, sowohl nach seiner physikalischen Seite in bezug auf die α-, β- und γ-Strahlung, wie nach der chemischen in bezug auf die Umwandlung der Atome. Es schließt mit einem Paragraphen über Atommodelle. Im § 376 findet sich hier die fundamentale Entdeckung Kaufmanns über die Abhängigkeit der Masse der β-Strahlen von ihrer Geschwindigkeit, sowie die Beziehungen dieser Tatsache zur Relativitätstheorie, ferner die entsprechenden Messungen anderer Autoren. Bei der großen prinzipiellen Bedeutung dieser Versuche dürfte dieser Paragraph doch wohl besser in einem anderen Kapitel des Buches, etwa unter Elektrodynamik, seinen Platz finden als in dem speziellen Kapitel über Radioaktivität, mit der er doch nur mehr äußerlich verknüpft ist.

Mit diesem Kapitel schließt der von Kaufmann bearbeitete Teil des Buches und es folgen noch Kapitel 15 „Der Erdmagnetismus" und Kapitel 16 „Die Erdelektrizität", beide bearbeitet von A. Nippoldt. Das erstere bringt zunächst sehr ausführlich die Meßmethoden des Erdmagnetismus, sowohl der Deklination wie der Inklination, der horizontalen wie der vertikalen Komponente, ferner der zeitlichen Änderungen des Erdmagnetismus. Die Darlegung der Gaußschen Theorie entwickelt ein anschauliches Bild dieses wohl mit bedeutendsten Beispiels einer phänomenologischen Theorie. Gute Karten und Kurventafeln geben eine klare Vorstellung über die Verbreitung des Erdmagnetismus und seiner Variationen. Die Störungserscheinungen leiten über zu den Beziehungen zwischen Sonnentätigkeit und Erdmagnetismus und damit zu den Erscheinungen des Polarlichts. Die von Birkeland entwickelte, dann von Stoermer quantitativ mathematisch durchgeführte Elektronen-

theorie des Polarlichts gibt die volle physikalische Erklärung dieser so lange rätselhaften Erscheinung. Der Satz auf S. 1377, daß das Polarlichtspektrum als Linienspektrum von glühenden Gasen ausgesandt sein müsse, ist wohl nur ein schiefer Ausdruck, es soll wohl eher heißen von lumineszierenden Gasen. Die bisherigen physikalischen Erklärungen des remanenten Erdmagnetismus werden diskutiert, eine sichere Erklärung fehlt noch, wenn auch mögliche Gründe für seine Entstehung angebbar sind.

Noch weit ferner von einer endgültigen Lösung sind die Fragen der Erdelektrizität, die das 16. Kapitel behandelt. Freilich haben in den letzten Jahrzehnten die Messungen des Potentialgefälles der Erde und seine Variationen ein reiches Material erbracht. Einen außerordentlichen Fortschritt bedeuten ferner die vor allem auf Elster und Geitel zurückgehenden Messungen der luftelektrischen Zerstreuung und der Leitfähigkeit der Luft, besonders aber ihre Zurückführung auf die Ionisation durch radioaktive Substanzen. Ein zusammenhängendes Bild der erdelektrischen Erscheinungen läßt sich jedoch noch nicht geben. Doch ergibt sich im einzelnen manches, so die Anwendung der Ergebnisse der Untersuchungen der Radioaktivität der Erdrinde auf geologische Probleme. Ungelöst bleibt zur Zeit noch die Frage, ob die durchdringende Strahlung in höheren Schichten der Atmosphäre von der Sonne herrührt. Die anderen ionisierenden Ursachen, wie besonders die ultraviolette Sonnenstrahlung und die Wasserfallelektrizität komplizieren das Grundproblem, so daß die Beziehungen dieser elektrischen Grundelemente zu den meteorologischen Erscheinungen zwar an einigen Stellen wohl erkennbar werden, aber im allgemeinen ein gesetzmäßiger Zusammenhang noch nicht festzustellen ist. Die Untersuchung der elektrischen Ladung der atmosphärischen Niederschläge hat die erhoffte Theorie der Gewitterbildung in befriedigender Weise noch nicht zu erbringen vermocht. Die Theorie des elektrischen Feldes der Erde auf Grund der durch radioaktive Substanzen bedingten Ionisation der Luft der Erdkruste, in der Form der Ebertschen Modifikation der Anschauungen von Elster und Geitel, ist dem Ziele schon näher. Der Paragraph über elektrische Ströme in der Erdrinde bringt das wichtige Resultat, daß der zeitliche Gang der Süd-Nord-Komponente des Erdmagnetismus mit der der Ost-West-Komponente des Erdstroms parallel geht, so daß dieser als Ursache dieser magnetischen Variation aufgefaßt werden kann; daß dagegen die Nord-Süd-Komponente des Erdstroms dem zeitlichen Differentialquotienten der Ost-West-Komponente des Erdmagnetismus entspricht, d. h. daß der Nord-Südstrom von den Änderungen des Erdmagnetismus induziert ist. (Die vom Autor beliebte, abkürzende fremdländische Bezeichnung E für Ost ist wohl eine veraltete geophysikalische Gepflogenheit.) Als letzte Ursache der erdelektrischen und erdmagnetischen Variationen erscheint die Sonnenenergie, die das Stromsystem in den höchsten Schichten der Atmosphäre bedingt, das dann gleichzeitig den Induktionsstrom in der Erdrinde und die magnetischen Variationen erzeugt. Zusammenfassend erklärt der Autor, daß die neuere Forschung auf dem Gebiete der Erdelektrizität gegenüber den Kenntnissen früherer Jahrzehnte wohl große und schnelle Fortschritte gebracht habe, daß aber ein abschließendes Bild noch durchaus nicht erreicht sei, daß jedoch diese noch dauernd im Fluß befindlichen Forschungen weitere Klärung erhoffen lassen.

Das nunmehr fertig vorliegende Lehrbuch des Magnetismus und der Elektrizität im alten Gewande des Müller-Pouilletschen Lehrbuchs, aber mit völlig neuem Inhalte bildet eine sehr wertvolle Bereicherung der physikalischen Literatur. Im Umfange über die üblichen Lehrbücher weit hinausgehend und schon mehr der Form eines Handbuches sich nähernd, ist es infolge der Bearbeitung des überwiegenden Teils durch einen Autor der ja nicht zu vermeidenden Ungleichmäßigkeit in der Behandlung der Lehrbücher mit Spezialautoren durch die Einheitlichkeit seiner Darstellungsweise überlegen. Es bringt dem Leser, auf welchem Teilgebiet er auch sucht, sachkundigste Auskunft; man fühlt sich auf jeder Seite des Buches auf dem gesunden, mit besonnener Kritik bearbeiteten Boden experimenteller Naturforschung, was man in unserer Zeit besonders angenehm empfindet.

Freilich die Genehmigung der Anwendung der Infinitesimalrechnung von seiten der Gesamtredaktion für die nächste Auflage, das sei hier nochmals gesagt, ist bei der Tiefe der hier vermittelten Kenntnisse auf das dringendste erwünscht, sie würde für den Leser wie für den Autor eine Erleichterung bedeuten. Daß trotz dieser Erschwerung etwas so Gutes geschaffen wurde, ist ein besonderes Verdienst Kaufmanns und seiner beiden Mitarbeiter. Die weiteste Verbreitung als Lohn der ungewöhnlichen auf dies Buch verwandten Mühe und Sorgfalt dürfte dem Werke sicher sein.

F. Krüger.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Bergakademie Freiberg Dr. Erich Ebert für Chemie, an der Universität Lemberg Dr. Ladislaus Dziewulski für Astronomie, an der Universität Göttingen Dr. O. Nolte für Agrikulturchemie.

Ernannt: Dr. Erich Przybulla zum Observator am Geodätischen Observatorium bei Potsdam.

Angebote.

Gesucht für die Dauer des Krieges ein **promovierter**

Physiker oder Dr.-Ing.

als wissenschaftlicher Hilfsarbeiter. Anstellung erfolgt gegen Privatdienstvertrag. Neben der Anfangsvergütung von 300 M. monatlich wird eine monatliche Kriegszulage von ca. 75 M. gewährt. Vergütungsfestsetzung nach 3 Monaten bis 350 M.

Bewerber wollen Lebenslauf und Zeugnisabschriften unter Angabe des Militärverhältnisses und des frühestens möglichen Eintrittstermins einsenden an:

Kaiserliches Torpedolaboratorium, Kiel.

Für die Schriftleitung verantwortlich Geh. Regierungsrat Prof. Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

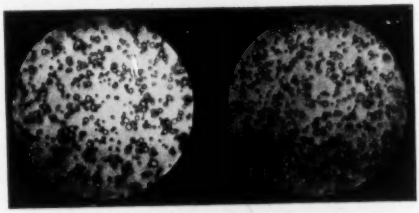

Fig. 1. Bromsilberkorn einer Lumière-sensibilité-extrême-Platte. Vergr.: 110. Positiv.

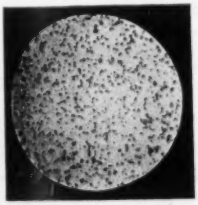

Fig. 2. Bromsilberkorn einer Kranzeder-Reformplatte. Vergr.: 370. Positiv.

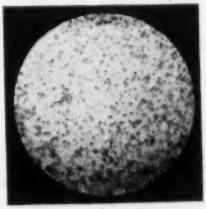

Fig. 3. Bromsilberkorn einer Eisenberger-Reformplatte. Vergr.: 110. Positiv.

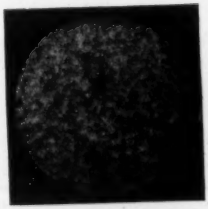

Fig. 4. Bromsilberkorn einer Lumière-Blau-Etikett-Platte. Vergr.: 110. Positiv.

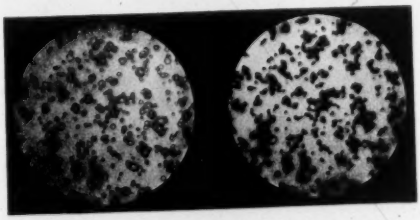

Fig. 5. Bromsilberkorn (links) und daraus entwickeltes Silberkorn (rechts). Lumière sensibilité-extrême. Vergr.: 110. Positiv.

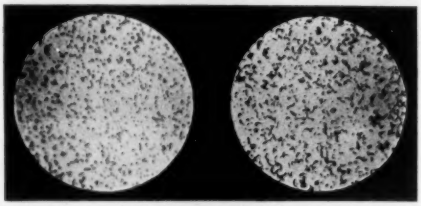

Fig. 6. Kornformänderung beim Entwickeln. Links Bromsilberkorn. Rechts Silberkorn. Kranzeder-Reformplatte. Vergr.: 370. Positiv.

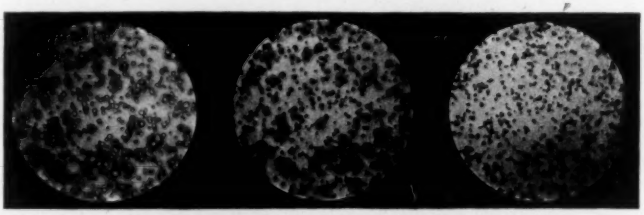

Fig. 7. Wirkungsweise des Paraphenylendiamin-Entwicklers. Links Bromsilberkorn (Lumière-sensibilité-extrême). Mitte dasselbe nach Belichtung und Entwicklung. Rechts dasselbe nach Fixieren. Vergr.: 110. Positiv.

Fig. 8. Entwickeln nach dem Fixieren. Links Bromsilberkorn (Lumière-Blau-Etikett). Rechts dasselbe nach dem Fixieren entwickelt. Vergr.: 110. Positiv.

Fig. 9. Korngröße und Empfindlichkeit. Links Bromsilberkorn (Lumière-sensibilité-extrême). Mitte dasselbe nach Belichten und Entwickeln. Rechts dasselbe nach Fixieren. Vergr.: 110. Positiv.